

Аномальное прохождение электромагнитных волн через прямоугольные запердельные отверстия в идеально проводящем экране конечной толщины

А. В. Грибовский

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: grib@rian.ira.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 13 ноября 2008 г.

На основании анализа ближнего поля идеально проводящего двумерно периодического двухэлементного экрана конечной толщины с прямоугольными отверстиями сделан вывод о том, что природа высокодобротных резонансов полного прохождения, полного отражения и аномального прохождения электромагнитных волн через запердельные отверстия одна и та же и связана с возбуждением поверхностных гармоник большой амплитуды, распространяющихся парами навстречу друг другу вдоль всей поверхности экрана с обеих сторон. На частотах низкодобротных резонансов полного прохождения электромагнитных волн, связанных с толщиной экрана, поверхностные гармоники возбуждаются с амплитудами, величины которых на порядок меньше, чем в случае высокодобротных резонансов.

В работах [1, 2] представлены результаты исследования частотно-избирательных свойств двумерно периодического двухэлементного идеально проводящего экрана конечной толщины h с прямоугольными отверстиями. Поперечные сечения базовой ячейки и фрагмента экрана изображены на рис. 1, где $a_{1,2}$, $b_{1,2}$ – размеры широких и узких стенок отверстий соответственно, а точками обозначены координаты центров отверстий $(x_{1,2}, y_{1,2})$ на базовой ячейке. Прямоугольные отверстия в экране конечной толщины можно рассматривать как отрезки волноводов прямоугольного сечения. В выбранном частотном диапазоне в волноводах распространяется либо только основная TE_{10} -волна, либо волноводы являются запердельными. Центры базовых ячеек экрана расположены в узлах прямоугольной сетки. В свободном пространстве распространяется одна основная гармоника.

Исследование частотной характеристики двухэлементного экрана при нормальном па-

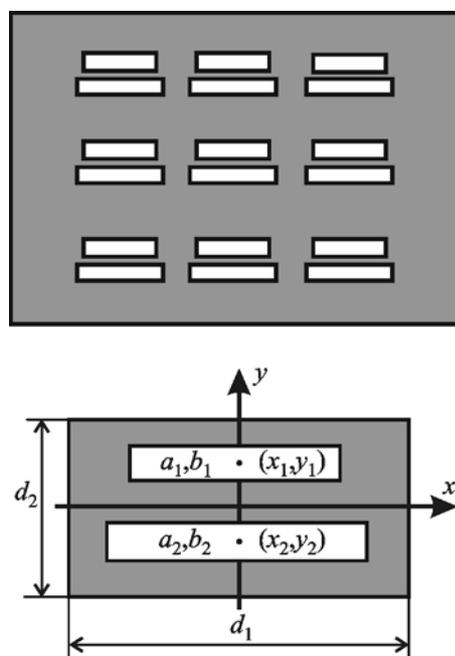


Рис. 1. Фрагмент решетки и базовая ячейка экрана

дении на его поверхность плоской линейно поляризованной волны, вектор электрического поля которой перпендикулярен широким стенкам волноводных каналов, показало наличие высокодобротных резонансов полного прохождения и полного отражения электромагнитной волны. На рис. 2 представлены зависимости модуля коэффициента отражения плоской волны от частоты для двух значений толщины экрана. Цифрами пронумерованы резонансы, относящиеся к сплошной кривой, начиная с самого высокочастотного резонанса. Анализ частотной характеристики показал, что резонансы полного прохождения и полного отражения электромагнитных волн делятся на низкодобротные и высокодобротные. Низкодобротные резонансы полного прохождения (1, 4, 6) наблюдаются тогда, когда по длине одного из волноводных каналов h укладывается приблизительно целое число полуволн $\Lambda/2$, где Λ – длина волны в первом или во втором волноводном канале. Высокодобротные резонансы (2, 3, 5, 7) связаны с возбуждением противофазных колебаний электромагнитного поля основной волны в волноводных каналах различных поперечных сечений. Кроме того, обнаружен “аномальный” резонанс (8) полного прохождения электромагнитного поля на частоте ниже критической для обоих волновод-

ных каналов. Исследование резонансов полного прохождения и полного отражения электромагнитной волны, а также попытка объяснить “аномальный” резонанс полного прохождения через запердельные прямоугольные отверстия в идеально проводящем экране конечной толщины были основаны на расчете и анализе амплитудно-фазового распределения электромагнитных полей в волноводных каналах на резонансных частотах. Однако для более глубокого понимания эффекта полного прохождения электромагнитных волн через прямоугольные запердельные отверстия в двухэлементном двумерно периодическом идеально проводящем экране конечной толщины необходимы дальнейшие исследования.

Изначально явление прохождения электромагнитных волн через запердельные отверстия было обнаружено в оптическом диапазоне для двумерно периодических структур из неидеально проводящих материалов. Объяснение прохождения света через запердельные отверстия было основано на теории возбуждения плазмонов, распространяющихся вдоль поверхности экрана, [3, 4]. Однако в последующих работах [5, 6] было показано, что резонансное прохождение электромагнитного поля через запердельные отверстия наблюдается и в идеально проводящих периодических структурах. В работе [7] на основе теории квазистационарных собственных колебаний дано объяснение резонансного поведения идеально проводящего перфорированного экрана с круглыми запердельными апертурами. Показана роль низших собственных колебаний экрана в формировании его резонансных откликов, а также исследована динамика собственных частот при изменении параметров экрана. Обнаружены добротные собственные колебания, существующие вблизи плоской границы раздела перфорированного слоя металла со свободным пространством. Исследована топология и поляризационная структура колебаний.

Основой данного исследования резонансных свойств идеально проводящего экрана конечной толщины, базовая ячейка которого содержит два прямоугольных волноводных канала различных поперечных сечений, слу-

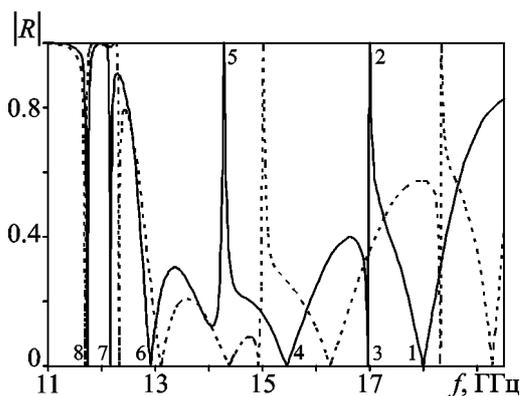


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты при $a_1 = 12.5$ мм, $b_1 = 2.5$ мм, $x_1 = 0$, $y_1 = 2.5$ мм; $a_2 = 12$ мм, $b_2 = 2.5$ мм, $x_2 = 0$, $y_2 = -2.5$ мм; $d_1 = d_2 = 15$ мм: сплошная кривая – $h = 30$ мм, пунктирная кривая – $h = 25$ мм

жит анализ распределения ближнего поля экрана. Под ближним полем будем понимать поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль апертуры экрана с обеих сторон. Этот подход представляется наиболее целесообразным, поскольку избавляет от необходимости решать трудоемкую задачу поиска собственных частот экрана с отверстиями.

Исследования основаны на методе частичных областей с последующим построением обобщенных матриц рассеяния и решением системы операторных уравнений относительно неизвестных амплитуд распространяющихся и нераспространяющихся пространственных гармоник.

Геометрические параметры экрана выбраны из условия распространения в свободном пространстве только одной пространственной гармоники.

При рассеянии плоской электромагнитной волны на поверхности двумерно периодического экрана с отверстиями с обеих сторон экрана возбуждается дискретный набор пространственных гармоник. Среди этих гармоник есть одна плоская волна, распространяющаяся без затухания в направлении от поверхности экрана, и бесконечное число поверхностных гармоник, которые распространяются вдоль апертуры экрана с обеих сторон и затухают по направлению нормали к поверхности экрана. Поперечная компонента отраженного электрического поля представляется в виде разложения по полной системе ортонормированных векторных пространственных *TE*- и *TM*-гармоник:

$$\vec{E}_t^r(x, y, z) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_{qs}^{(1)} \vec{\Psi}_{qs}^{(1)} e^{i\Gamma_{qs}z} + \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_{qs}^{(2)} \vec{\Psi}_{qs}^{(2)} e^{i\Gamma_{qs}z}, \quad z > 0, \quad (1)$$

где $r_{qs}^{(1)}$ и $r_{qs}^{(2)}$ – неизвестные амплитуды пространственных *TE*- и *TM*-гармоник соответственно. Зависимость от времени выбрана

в виде $e^{-i\omega t}$, а ортонормированные векторные пространственные гармоники определяются по формулам:

$$\vec{\Psi}_{qs}^{(l)} = \exp\{i(\kappa_x x + \kappa_y y)\} \frac{1}{\sqrt{S_0 \kappa_r}} \times \begin{cases} \kappa_y \vec{e}_x - \kappa_x \vec{e}_y, & l=1 \\ \kappa_x \vec{e}_x + \kappa_y \vec{e}_y, & l=2 \end{cases}$$

$$\kappa_x = k \sin \theta_0 \sin \phi_0 - \frac{2\pi q}{d_1},$$

$$\kappa_y = k \sin \theta_0 \cos \phi_0 - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1},$$

где $\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_r^2}$, $\kappa_r = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$, $\Gamma_{00} = k \cos \theta_0$; $S_0 = d_1 d_2$ – площадь поперечного сечения волноводной ячейки; $k = 2\pi/\lambda$; \vec{e}_x, \vec{e}_y – единичные орты в декартовой системе координат xOy ; θ_0 и ϕ_0 – углы падения плоской волны в сферической системе координат. В нашем случае $\theta_0 = 0$, $\phi_0 = 0$.

Поперечная компонента прошедшего электрического поля в области $z < -h$ записывается аналогично выражению (1) с неизвестными амплитудами пространственных *TE*- и *TM*-гармоник $t_{qs}^{(1)}$ и $t_{qs}^{(2)}$ соответственно.

Поверхностные гармоники распространяются попарно навстречу друг другу. Они отличаются значениями постоянных распространения, направлением распространения и величинами амплитуд, которые убывают с ростом номера гармоники (q, s). При частоте нормально падающей электромагнитной волны, совпадающей с одной из резонансных частот (2, 3, 5, 7, 8), резко изменяется распределение всего ближнего поля. В частности, происходит значительное увеличение амплитуд поверхностных *TM*-гармоник с индексами $q = 0$, $s = \mp 2, \mp 1$, распространяющихся вдоль оси Oy навстречу друг другу, а также амплитуд поверхностных *TE*-гармоник с индексами $q = \mp 1$, $s = \mp 1$, распространяющихся под углами $\pm 45^\circ$ к оси Ox . Значения амплитуд этих гармоник на порядок выше амплитуд осталь-

ных поверхностных гармоник. Причем увеличение амплитуд поверхностных гармоник происходит одновременно с обеих сторон экрана.

На рис. 3, а и рис. 3, б представлены зависимости от частоты модулей амплитуд четырех поверхностных *TM*-гармоник с индексами (0, -2), (0, -1), (0, 1), (0, 2), распространяющихся вдоль апертуры экрана с обеих сторон, при возбуждении экрана нормально падающей плоской волной и при $h = 30$ мм. Из анализа графиков на рис. 2 и рис. 3 следует, что амплитуда ближнего поля резко возрастает только на тех частотах, которые характерны для многоэлементных экранов. Как было отмечено выше, резонансы (2, 3, 5, 7) связаны с возбуждением противофазных колебаний электромагнитных волн в волноводных каналах различных поперечных сечений, расположенных в пределах одной базовой ячейки экрана. Вы-

сокодобротные резонансы не связаны с низкодобротными резонансами полного прохождения (1, 4, 6) при фиксированной толщине экрана h . На частотах высокодобротных резонансов вся поверхность экрана “светится”, что говорит о том, что эти частоты являются собственными частотами экрана.

Анализ амплитудно-частотного распределения ближнего поля показал, что природа высокодобротных резонансов полного прохождения и полного отражения электромагнитных волн одна и та же и связана с возбуждением поверхностных гармоник большой амплитуды, распространяющихся вдоль всей поверхности экрана с обеих сторон. Существование “аномального” высокодобротного резонанса полного прохождения (8) на частоте ниже критической для обоих волноводов связано с топологией поперечного сечения базовой ячейки экрана, а именно с небольшой разницей между величинами поперечных сечений двух волноводных каналов в пределах одной базовой ячейки. На этой частоте также происходит возбуждение поверхностных гармоник большой амплитуды, распространяющихся вдоль поверхности экрана с обеих сторон. Как видно из графиков на рис. 2, частота “аномального” резонанса полного прохождения (8) практически не зависит от толщины экрана. Этот резонанс подобен резонансу, который обнаружен и описан в работе [8]. Кроме того, численные исследования показали, что если увеличивать разницу между значениями поперечных сечений волноводов (например, уменьшать a_2), то частота “аномального” резонанса (8) сдвигается в область более высоких частот и приближается к частоте отсечки первого волновода. При этом размер широкой стенки волновода a_1 приближается к значению, равному половине длины волны в свободном пространстве, а добротность “аномального” резонанса (8) уменьшается.

Если экран возбуждать одной из поверхностных *TM*- или *TE*-гармоник, то на резонансных частотах должен появиться “отклик” экрана на это возбуждение, характерный для резонансного колебательного контура, – резкий рост амплитуды всего электромагнитного

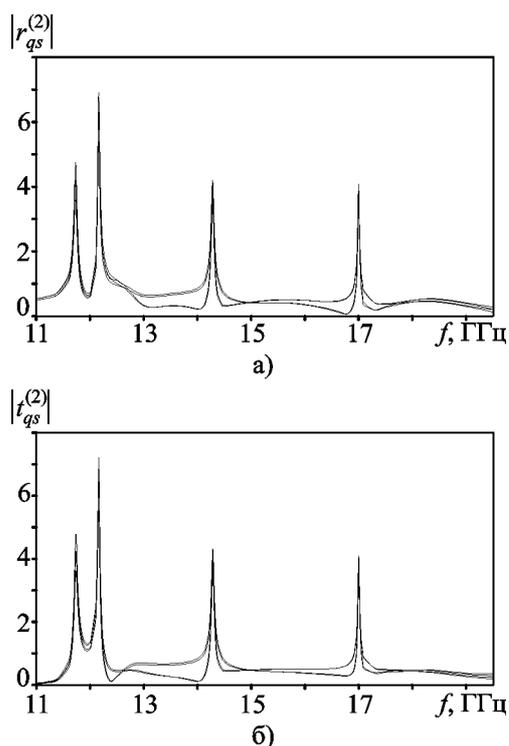


Рис. 3. Зависимости от частоты модулей амплитуд поверхностных *TM*-гармоник, распространяющихся в областях $z > 0$ (а) и $z < -h$ (б) вдоль оси *Oy* попарно навстречу друг другу. Возбуждение плоской волной

поля, как ближнего, так и дальнего. Причем амплитуда этого поля должна быть значительно выше амплитуды рассеянного поля при возбуждении экрана нормально падающей плоской волной. На рис. 4 и рис. 5 представлены зависимости от частоты модулей амплитуд четырех поверхностных TM -гармоник, распространяющихся вдоль оси Oy , и одной распространяющейся вдоль оси Oz с обеих сторон экрана TE -гармоники при $h = 30$ мм. Возбуждение экрана осуществляется поверхностной TM -гармоникой с индексами $q = 0$, $s = -1$, распространяющейся вдоль оси Oy . Из сравнения графиков на рис. 3, 4 и 5 видно, что амплитуда поверхностного поля при возбуждении экрана одной из поверхностных гармоник значительно выше амплитуды ближнего поля при возбуждении экрана плоской волной.

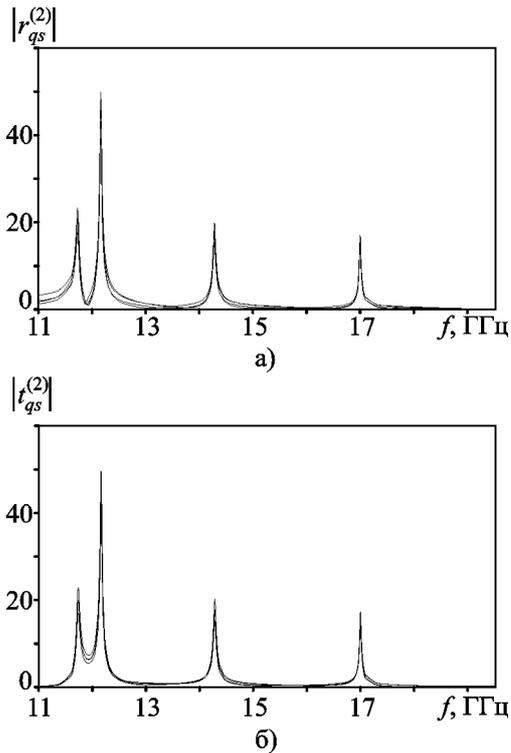


Рис. 4. Зависимости от частоты модулей амплитуд поверхностных TM -гармоник, распространяющихся в областях $z > 0$ (а) и $z < -h$ (б) вдоль оси Oy попарно навстречу друг другу. Возбуждение поверхностной $TM_{0,-1}$ -гармоникой

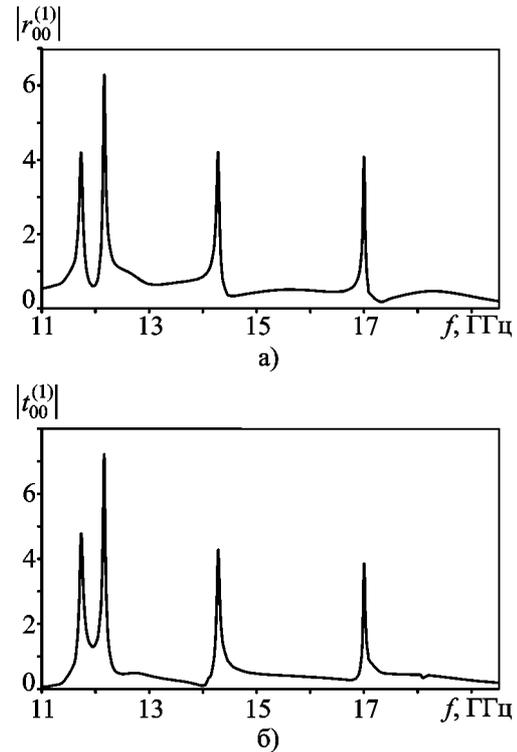


Рис. 5. Зависимость от частоты модуля амплитуды пространственной TE_{00} -гармоники, распространяющейся вдоль оси Oz : а) – $z > 0$; б) – $z < 0$. Возбуждение поверхностной $TM_{0,-1}$ -гармоникой

Пространственные TE -гармоники с амплитудами $|r_{00}^{(1)}|$ и $|t_{00}^{(1)}|$ распространяются в областях $z > 0$ и $z < -h$ соответственно по направлению нормалей к поверхности экрана без затухания.

Таким образом, на основании анализа амплитудно-частотного распределения ближнего поля идеально проводящего двумерно периодического двухэлементного экрана конечной толщины с прямоугольными отверстиями можно утверждать следующее. Природа высокодобротных резонансов полного прохождения, полного отражения и “аномального” прохождения электромагнитных волн через запердельные отверстия одна и та же и связана с возбуждением поверхностных гармоник большой амплитуды, распространяющихся парами навстречу друг другу вдоль всей поверхности экрана с обеих сторон. На часто-

тах низкодобротных резонансов полного прохождения электромагнитных волн, связанных с толщиной экрана, поверхностные гармоники возбуждаются с амплитудами, значения которых на порядок меньше, чем в случае высокодобротных резонансов.

Автор выражает признательность профессору А. А. Кириленко за полезные конструктивные замечания и обсуждение полученных результатов.

Литература

1. Грибовский А. В., Просвирнин С. Л. Частотно-избирательные свойства многоэлементного экрана с волноводными каналами прямоугольного сечения // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2004. – Т. 9, №2. – С. 341-346.
2. Грибовский А. В. Частотно-избирательные и поляризационные свойства двухэлементных периодических экранов конечной толщины с прямоугольными отверстиями и волноводными нагрузками // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2006. – Т. 11, №2-3. – С. 84-92.
3. Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F. J., et al. Theory of extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole array // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86, No. 6. – P. 1114–1117.
4. Pendry J. B., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F. J. Mimicking Surface Plasmons with Structured Surfaces // Science. – 2004. – Vol. 305, No. 6. – P. 847-848.
5. Rivas J., Schotisch C., Bolivar P. H., Kurz H. Enhanced transmission of THz radiation through subwavelength holes // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – P. 201-206.
6. Lomakin V., Michielssen E. Transmission of Transient Plane Wave Through Perfect Electrically Conducting Plates Perforated by Periodic Arrays of Subwavelength Holes // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2006. – Vol. 54, No. 3. – P. 970-984.
7. Кириленко А. А., Перов А. О. О природе резонансных свойств двумерно-периодического экрана с запердельными отверстиями // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2007. – Т. 12, №3. – С. 489-497.
8. Kirilenko A. A., Perov A. O. On the Common Nature of the Enhanced and Resonance Transmission Through the Periodical Set of Holes // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2008. – Vol. 56, No. 10. – P. 3210-3216.

Аномальне поширення електромагнітних хвиль через прямокутні позамежні отвори в ідеально провідному екрані скінченної товщини

О. В. Грибовський

На підставі аналізу ближнього поля ідеально провідного двовимірно періодичного двоелементного екрану скінченної товщини з прямокутними отворами висновується, що природа високодобротних резонансів повного поширення, повного відбиття і аномального поширення електромагнітних хвиль через позамежні отвори є тією ж самою і пов'язана із збудженням поверхневих гармонік великої амплітуди, що поширюються парами назустріч одна одній уздовж усієї поверхні екрану з обох боків. На частотах низкодобротних резонансів повного поширення електромагнітних хвиль, пов'язаних із товщиною екрану, поверхневі гармоніки збуджуються з амплітудами на порядок меншими, ніж у випадку високодобротних резонансів.

Paradoxical Propagation of Electromagnetic Waves through Rectangular Evanescent Apertures in Ideally Conducting Screen of Final Thickness

A. V. Gribovsky

On the basis of the near field analysis of an ideally conducting two-dimension periodic two-element screen of final thickness with rectangular apertures the conclusion is made that the origin of high quality resonances of full propagation, full reflection and paradoxical propagation of electromagnetic waves through evanescent apertures is the same and is connected with the excitation of big amplitude superficial harmonics propagating in pairs towards each other along the whole surface of the screen from both sides. On the frequencies of electromagnetic wave full propagation low-quality resonances connected with the screen thickness, the superficial harmonics are excited with the amplitudes being an order smaller than those in the case of high quality resonances.