

## О ПРИРОДЕ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ЭКРАНА С ЗАПРЕДЕЛЬНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ

А. А. Кириленко, А. О. Перов

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: perov@ire.kharkov.ua*

Для объяснения резонансного поведения перфорированного экрана с круглыми запердельными отверстиями были исследованы собственные колебания экрана как открытой резонансной структуры. Найден новый подход к объяснению причин появления, явлений полного прохождения через экран и их поведения в зависимости от параметров, объяснена поляризационная зависимость частотных откликов. Как первооснова резонансов, впервые обнаружены добротные собственные колебания, существующие вблизи плоской границы раздела перфорированного слоя металла со свободным пространством. Исследованы их топология и поляризационная структура. Ил. 8. Библиогр.: 18 назв.

**Ключевые слова:** метод частичных областей, двухмерно-периодические структуры, резонансное рассеяние, собственные колебания, запердельные отверстия.

Двумерно-периодические перфорированные экраны подобно классическим фильтрам обладают частотно-селективными свойствами. Это обстоятельство явилось причиной их широкого использования в качестве элементов различных антенных систем, как основы для разработки поглощающих покрытий, искусственных диэлектриков, композитных материалов и др. Поэтому проблеме исследования свойств различных экранов было посвящено достаточно много работ [1-3], в которых исследовались зависимости характеристик рассеяния от формы и размера элементов, от угла падения и поляризации падающей волны. Наблюдаемые при этом резонансные явления можно трактовать как результат влияния собственных колебаний структуры на характеристики рассеяния и возбуждения полей, близких к собственным полям экрана [4, 5].

Выбирая форму отверстия и определенным образом подбирая его “резонансный размер”, можно варьировать поляризационные свойства, задавать среднюю частоту и добротность подобных резонансов и тем самым определить требуемую область частот  $f_{cut}^{apert} < f < f_{cut}^{floquet}$ , в которой экран прозрачен для электромагнитного поля возбуждения. Нижняя частота данного диапазона обычно связана с критической частотой  $f_{cut}^{apert}$  основной волны в отверстии, в то время как верхняя частота  $f_{cut}^{floquet}$  определяется необходимостью отсутствия вторичных лепестков в рассеянном поле (для нормального падения  $f_{cut}^{floquet} < c/l$ , где  $c$  - скорость света, а  $l$  - характерный линейный размер периодической ячейки).

До недавнего времени периодические структуры с запердельными отверстиями, где  $f_{cut}^{floquet} < f_{cut}^{apert}$ , активно не изучались. Однако исследования, связанные с метаматериалами (в

частности необходимость их гомогенизации), стимулировали поиск, как новых решений, так и анализ электрофизических свойств используемых ранее структур, но уже при других значениях геометрических и материальных параметров.

С другой стороны, повышенный интерес к экранам с запердельными отверстиями возник после экспериментальной работы [6], в которой в оптическом диапазоне был обнаружен эффект резонансного прохождения поля возбуждения через экран с круглыми “нерезонансными” апертурами. Резонанс полного прохождения поля через экран с круглыми апертурами порядка рабочей длины волны, связываемый с электрическими размерами самой апертуры, был хорошо известен, однако эффект резонансного рассеяния на экране с апертурами намного меньшей длины волны в рамках стандартных представлений описывать не удавалось.

Для его объяснения был предложен ряд моделей [7-13]. В большинстве из них формирование резонансных откликов было связано с влиянием поверхностных волн (поляритонов), возникающих на поверхности неидеального металла [8-10]. Однако позже в экспериментах, результаты которых были представлены в работах [12, 13], было показано что подобный резонансный эффект наблюдается и в тех ситуациях, когда поверхность экрана вполне может рассматриваться как идеальный проводник.

В работе [11] показано, что поведение дифракционных характеристик, их максимумы и минимумы хорошо описываются профилями Фано, и резонансный отклик может быть представлен как результат возбуждения поверхностной волны, возникающей в результате взаимодействия падающего поля с собственными полями перфорированного экрана.

В то же время следует заметить, что такая интерпретация не позволяет объяснить при-

роду и структуру этой поверхностной волны. Например, при нормальном падении на экран с симметричными ячейками такие волны должны возбуждаться, как минимум, парами. Здесь изначально более естественно говорить о стоячих (в поперечном направлении) волнах и о возбуждении неких собственных колебаний экрана.

В данной работе анализ характеристик рассеяния перфорированного экрана с круглыми “нерезонансными” апертурами, проведен с использованием теории квазистационарных собственных колебаний [5]. Вначале описаны сами резонансные явления и исследованы характеристики низших собственных колебаний самого экрана. Затем, как первопричина формирования пары собственных колебаний с симметричным и антисимметричным распределениями полей, впервые проанализированы собственные колебания плоской границы раздела: «свободное пространство – слой металла с периодической системой отверстий».

**1. Постановка задачи, метод исследования.** Рассмотрим идеально проводящий экран толщины  $h$ , перфорированный круглыми отверстиями радиуса  $r$  с периодами  $l_x$  и  $l_y$  в направлении осей  $x$  и  $y$  соответственно (рис. 1).

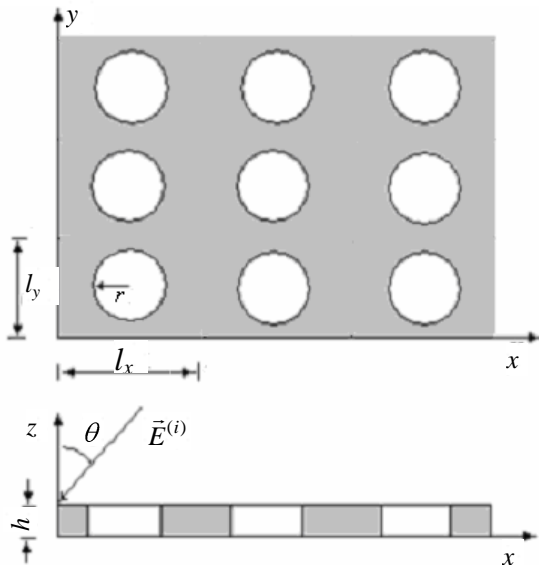


Рис. 1. Геометрия перфорированного экрана

Для решения задачи рассеяния плоской электромагнитной волны на таком экране применим метод частичных областей [14]. Для этого в каждой из областей  $V_j$ : в свободном пространстве над и под экраном (в каналах Флоке  $V_0 = \vec{r} : z > h/2$  и  $V_2 = \vec{r} : z < -h/2$ ), а также в щелях  $V_1 = \vec{r} : |z| < h/2$  представим электро-

магнитные поля в виде разложений по  $TE$ - и  $TM$ -волнам

$$\begin{aligned} \vec{E}^{(j)} &= \sum_{m,n} A_{TM, mn}^{\pm(j)} \vec{E}_{TM, mn}^{\pm(j)} + A_{TE, mn}^{\pm(j)} \vec{E}_{TE, mn}^{\pm(j)}, \\ \vec{H}^{(j)} &= \sum_{m,n} A_{TM, mn}^{\pm(j)} \vec{H}_{TM, mn}^{\pm(j)} + A_{TE, mn}^{\pm(j)} \vec{H}_{TE, mn}^{\pm(j)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $A_{mn}^{\pm(j)}$  - амплитуды волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси  $z$ .

Решать будем в два этапа: сначала найдем матрицу рассеяния волноводных волн и волн Флоке границы раздела свободного пространства со слоем металла, перфорированным периодической системой отверстий, а затем построим матрицу рассеяния экрана в базе волн Флоке. Такая последовательность действий нам необходима, поскольку как оказалось, исследуемый эффект резонансного прохождения поля через экран тесно связан со свойствами самой такой границы. Опуская детали, приведем ниже только два основных момента решения, дающие основу для обсуждения роли собственных колебаний таких периодических структур.

Решения в каждой из частичных областей сводятся к определению системы неизвестных амплитудных коэффициентов  $A_{mn}^{\pm(j)}$ . Для их нахождения используется условие непрерывности касательных составляющих полей на общих границах частичных областей. Это требование и использование свойств полноты собственных функций приводит к бесконечной системе алгебраических уравнений второго рода, связывающей амплитуды  $\vec{A}_0^+ = A_{m,n}^{+(0)}$  волн Флоке, рассеянных на границе раздела с амплитудами падающих волн  $\vec{A}_0^- = A_{m,n}^{-(0)}$  канала Флоке или  $\vec{A}_1^+ = A_{m,n}^{+(1)}$  волноводных волн в отверстиях

$$I + C M D M' \vec{A}_0^+ = \vec{A}_0^-, \vec{A}_1^+, \quad (2)$$

где диагональные матрицы  $C$  и  $D$  определяются выбранными нормировками полей, а матрица интегралов связи  $M$  вида

$$M_{ik} = \int_{cross-section} \vec{e}_i^{floquet}, \vec{e}_k^{waveguide} ds$$

содержит информацию об апертурах отверстий. Полная  $S$  матрица границы раздела строится после обращения (2) путем простых матричных операций.

Используя метод  $S$ -матриц, несложно получить решение задачи о рассеянии плоских волн на экране. При этом необходимо обратить систему уравнений вида

$$I - S^{(11)} E S^{(11)} E \bar{x} = \bar{b}, \quad (3)$$

где  $S^{(11)}$  - часть  $S$ - матрицы, описывающая отражение волноводных волн внутрь слоя; диагональная матрица  $E$  описывает распространение или затухание волн в щелях; вектор  $\bar{b}$  - возбуждение апертур щелей падающим полем.

Для объяснения поведения характеристик рассеяния экрана используется подход, основанный на теории квазистационарных собственных колебаний [5]. Суть его заключается в том, что любая неоднородность в волноводе (в канале Флоке) рассматривается как открытый резонатор, нагруженный на полупространство и на полубесконечные волноводы в случае границы раздела или на полупространства над и под экраном - в случае экрана. Такой открытый объект имеет, естественно, и набор комплексных собственных частот и соответствующих собственных колебаний. Под собственными колебаниями границы раздела свободное пространство - перфорированный слой металла будем понимать нетривиальные решения однородного операторного уравнения (2), а в случае экрана, образованного двумя подобными границами раздела, - решения однородного уравнения (3). Резонансные эффекты, таким образом, описываются как отклики такого резонатора при возбуждении его неким электромагнитным полем на реальной частоте.

Аналитическое продолжение задачи (2) или (3) с вещественной оси частотного параметра  $f$  на риманову поверхность позволяет показать, что матрица рассеяния структуры  $S(f)$  может быть представлена в виде полюсного разложения по собственным частотам  $f_p$  оператора (2) или (3)

$$S(f) = \sum_p \frac{R_p}{f - f_p} + S_0(f), \quad (4)$$

где  $R_p$  - вычеты, связанные с полюсами  $f_p$ ;  $S_0(f)$  - голоморфная функция  $f$ . В результате резонансное поведение структуры на частотах, близких к частоте добротных собственных колебаний ( $\text{Im } f_p \ll \text{Re } f_p$ ), может быть достаточно просто описано. Так добротность и средняя частота резонанса в малой окрестности собственной частоты  $f_p$  могут быть охарактеризованы значениями ее вещественной и мнимой частей. Возбуждаемые при этом поля описываются величиной  $R_p$ , определяемой собственным колебанием структуры на частоте  $f_p$ . Это позволяет свести задачу исследования резонансных свойств конкретной структуры к изучению поведения собст-

венных частот как функции ее геометрических и материальных параметров.

Учет унитарности матрицы рассеяния и связь собственных частот на различных листах римановой поверхности также позволяет получить удобные для использования аппроксимации выражения (4), которые содержат только известный набор собственных частот [15, 16]. Например, коэффициент прохождения плоской волны, падающей по нормали к экрану, в одноволновой области может быть записан в следующем виде:

$$\tilde{T} = \frac{1}{2} \left( \frac{P^+(-f)}{P^+(f)} - \frac{P^-(-f)}{P^-(f)} \right), \quad (5)$$

где

$$P^\pm(\tau) = \prod_{m=1}^{Q^\pm} (f - f_m^\pm)(f + \bar{f}_m^\pm),$$

$Q^+$  и  $Q^-$  - количество собственных частот  $f_m^\pm$ , которые соответствуют симметричным и антисимметричным колебаниям относительно плоскости экрана, определяющим резонансное поведение в одноволновой области; подчеркивание над  $f$  означает комплексное сопряжение. Такое представление удобно еще и тем, что позволяет описать некоторые резонансные эффекты. Так, эффект срыва резонанса при сближении мнимых частот двух колебаний, полученный численно в работе [17], может быть описан аналитически выражением (5).

**2. Роль собственных колебаний в формировании резонансных откликов экрана с запредельными апертурами.** Результаты, рассмотренные в данной работе, получены для случая возбуждения экрана волной, падающей по нормали ( $\theta = 0$  на рис. 1). В переводе на язык собственных колебаний это означает, что рассматриваются только колебания экрана, не имеющие фазового сдвига от ячейки к ячейке периодической структуры.

На рис. 2 представлены коэффициенты прохождения  $T_{TE_{00}, TE_{00}}$  и  $T_{TM_{00}, TM_{00}}$  плоских волн, поляризованных вдоль осей  $OY$  и  $OX$  соответственно для экранов с различными отверстиями. В первом случае (рис. 2, а) их радиус  $r = 7$  мм выбран таким образом, чтобы критическая частота  $f_{cut, TE_{11}}^{circ}$  основной волны круглого волновода  $TE_{11}$  была меньше критической частоты первых высших волн  $TE_{\pm 1, 0}$ ,  $TM_{\pm 1, 0}$  канала Флоке. Низкодобротные резонансы, наблюдаемые на кривых рис. 2, а, известны как резонансы, связываемые именно с размерами волноводов, формирующих отверстия. В зависимости от длины волноводных отрезков (толщины экрана) они возникают в ок-

рестности критической частоты основной волны соответствующего волновода или несколько выше ее (здесь  $f_{cut,TE_{11}}^{circ} = 12,54$  ГГц). Будем называть отверстия таких размеров «резонансными». Амплитуды составляющих поля при таком резонансе резко возрастают именно внутри волноводных отрезков решетки. В качестве непосредственного аналога укажем на резонансы в «полуволновой» щели.

Обсудим далее высокочастотные резонансы в окрестностях критических частот

$$f_{cut,TE(TM)_{\pm 1,0}}^{floquet} = 16,65 \text{ ГГц}$$

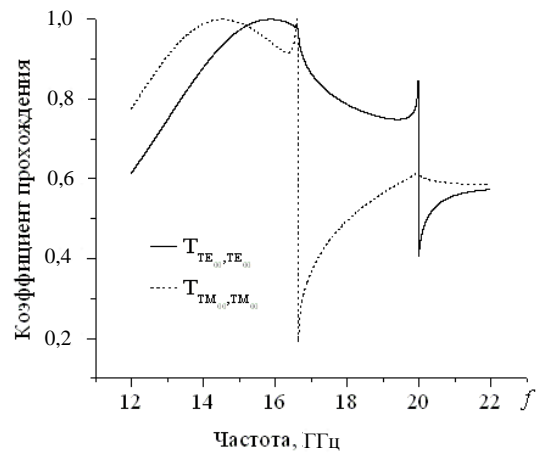
и

$$f_{cut,TE(TM)_{0,\pm 1}}^{floquet} = 19,98 \text{ ГГц}$$

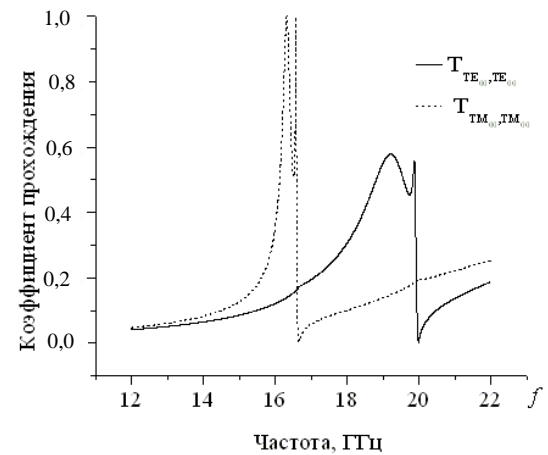
т. е. вблизи точек скольжения  $TE_{\pm 1,0}, TM_{\pm 1,0}$  и  $TE_{0,\pm 1}, TM_{0,\pm 1}$  волн канала Флоке. Здесь сразу заметим, что традиционно подобные всплески называют «аномалиями Вуда», зачастую не разбираясь ни с их реальной природой, ни с деталями их проявления. Между тем природа их достаточно разнообразна. Часть из них проявляется и в однопериодических (скалярные задачи рассеяния) и в двухпериодических решетках (соответственно скалярные и векторные задачи рассеяния). Другая часть – только тогда, когда в рассеянном поле присутствует многокомпонентное электромагнитное поле (векторные задачи). Цель данной работы как раз и состоит в анализе особенностей таких явлений на примере простейшей двухпериодической решетки.

Во втором случае (рис. 2, б) круглые щели заперделены во всем рассматриваемом диапазоне. Однако, как и в предыдущем случае, для волн каждой из двух поляризации наблюдаются по два резонансных отклика в окрестностях  $f_{cut,TE(TM)_{\pm 1,0}}^{floquet}$  и  $f_{cut,TE(TM)_{0,\pm 1}}^{floquet}$ . Ни один из этих резонансов не есть резонанс на колебании, связанном с основной волной круглой апертуры (здесь, при  $r = 4$  мм, имеем  $f_{cut,TE_{11}}^{(circ)} = 21,94$  ГГц), и их природу следует объяснять по другому.

Сразу заметим разницу в поведении кривых для волн разных поляризаций. В случае возбуждения экрана  $TM_{00}$  волной, поляризованной вдоль оси  $OX$ , кривая резонансным образом «реагирует» на приближающуюся точку скольжения  $TE(TM)_{\pm 1,0}$  волн вблизи 16,65 ГГц и только слабо «замечает» появление пары новых распространяющихся гармоник  $TE(TM)_{0,\pm 1}$  на частоте  $f = 19,98$  ГГц.



а)



б)

Рис. 2. Коэффициенты прохождения основной волны в случае круглых отверстий резонансных  $r = 7$  мм (а) и нерезонансных  $r = 4$  мм (б) размеров. Параметры экранов:  $l_x = 18$  мм;  $l_y = 15$  мм;  $h = 4$  мм

Здесь отмечается только стандартный излом кривой, обусловленный перераспределением энергии во вновь открывшиеся каналы излучения [18]. В случае возбуждения кросс-поляризованной  $TE_{00}$  волной наблюдается обратная картина, пространственный резонанс вдоль оси  $OX$  практически не отражен на кривых, однако теперь вблизи  $f_{cut,TE(TM)_{0,\pm 1}}^{floquet} = 19,98$  ГГц имеются яркие всплески коэффициента прохождения. Уже этот факт позволяет предположить, что электрическое поле собственных колебаний, вызывающих резонансы на амплитудно-частотной характеристике (АЧХ), имеют составляющую электрического поля, ориентированную вдоль «оси пространственного резонанса».

Для объяснения такого резонансного поведения экрана исследуем его спектральное множество и собственные колебания экрана, опреде-

ляющие резонансное поведение коэффициента прохождения  $T_{TE_{00}TE_{00}}$  волны в одноволновом диапазоне  $f \leq f_{cut,TE(TM)_{\pm 10}}^{floquet}$ .

В данном случае на первом листе римановой поверхности в области частот  $\text{Re } f \leq f_{cut,TE(TM)_{\pm 10}}^{floquet}$  спектральное множество содержит две собственные частоты  $f_{1,0}^+ = 16,33 - i0,0994$  и  $f_{1,0}^- = 16,58 - i0,0108$ , соответствующие симметричному и несимметричному относительно плоскости экрана собственным колебаниям экрана (по  $E_x, E_y$  компонентам поля).

На рис. 3 показано распределение вектора электрического поля, соответствующего симметричному (рис. 3, а) и несимметричному колебаниям (рис. 3, б). Острый угол каждого из показанных треугольников указывает на направление вектора электрического поля в данной пространственной точке, а размер треугольника - на его величину. Основная часть энергии каждого из колебаний сосредоточена в окрестности границ раздела экран - свободное пространство и спадает при удалении от экрана. Пространственное распределение характеризуется идеально-магнитной и идеально-электрической стенками в плоскости симметрии экрана для случая симметричного и несимметричного колебаний соответственно. Будем называть их далее соответственно  $PMW_{xy}$  и  $PEW_{xy}$ , где индекс  $xy$  отмечает пару осей параллельных «стенке».

Внутри отверстий распределение энергии собственных колебаний имеет структуру, схожую с таковым для доминантной  $TE_{11}$  волны круглого волновода соответствующей поляризации. Вне отверстий амплитуды вертикальной и горизонтальной компонент поля вполне сопоставимы даже на некотором удалении от экрана, и таким образом силовые линии образуют некие «шапочки» над апертурами отверстий. Уровень кросс-компоненты  $E_y$  в ближнем поле на порядок меньше «основной»  $E_x$  составляющей, так что поле «выглядит» линейно-поляризованным вдоль оси  $OX$ .

Именно эти колебания и определяют резонансное поведение коэффициента прохождения  $T_{TM_{00}TM_{00}}$ .

На рис. 4 показаны коэффициенты  $T_{TM_{00}TM_{00}}$  и  $\tilde{T}_{TM_{00}TM_{00}}$ , полученные в результате решения задачи дифракции на основе (2),(3) и выражения (5) - аппроксимации фрагмента харак-

теристики с учетом вклада двух собственных частот  $f_{1,0}^+$  и  $f_{1,0}^-$ .

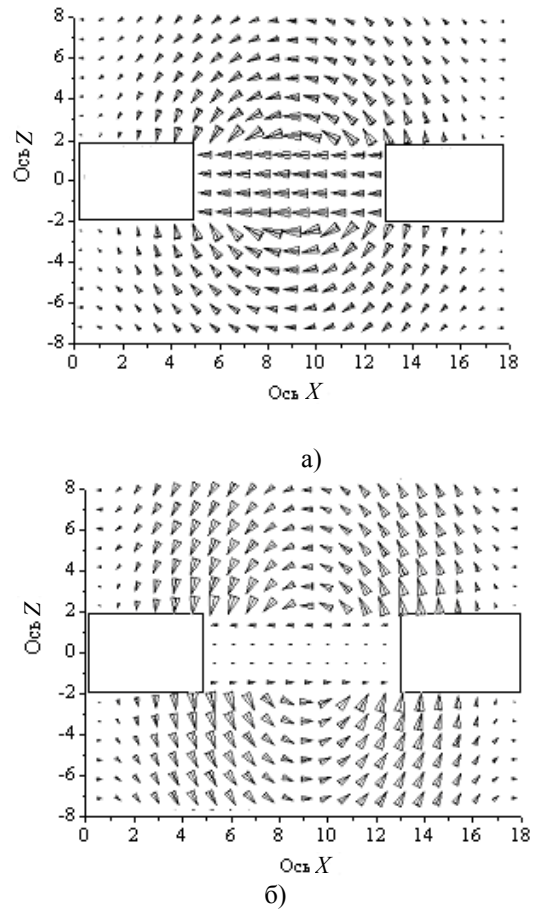


Рис. 3. Распределение вектора электрического поля симметричного колебания (а) и несимметричного колебания (б) в плоскости  $XOZ$

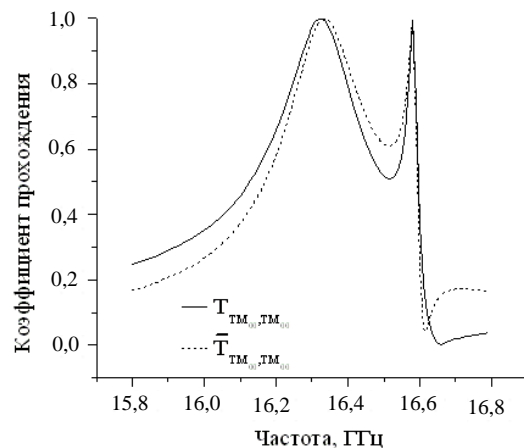
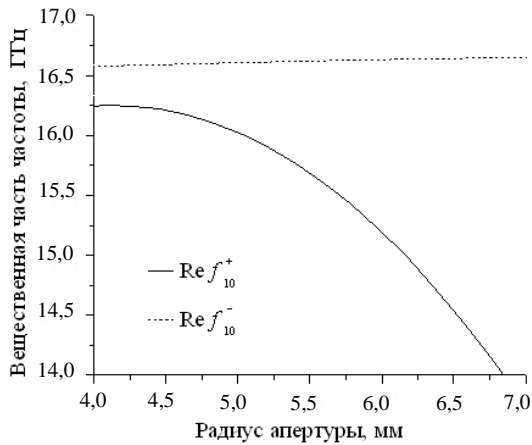


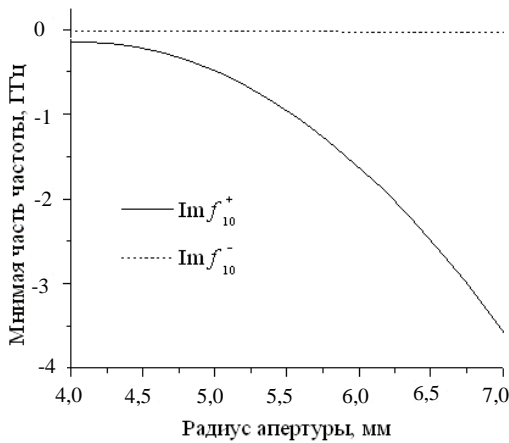
Рис. 4. Сравнение результатов строгого расчета и восстановления фрагмента АЧХ по данным о собственных частотах двух колебаний

Динамика поведения собственных частот таких колебаний при изменении апертур от

нерезонансного  $r=4$  до резонансного размера  $r=7$ , показанная на рис. 5, позволяет сделать интересные выводы. Для обеих частот кривые начинаются при  $r=0$  на реальной оси  $\lim_{r \rightarrow 0} f_{1,0}^{(+,-)} = f_{cut,TE(TM)_{\pm 1,0}}^{floquet} = 16,65$  ГГц. С ростом радиуса частота  $f_{1,0}^-$  продолжает оставаться вблизи частоты скольжения, что можно объяснить малым объемом, занимаемым колебанием с металлической стенкой в плоскости симметрии экрана.



а)



б)

Рис. 5. Поведение реальной и мнимой частей собственной частоты экрана ( $l_x=18$  мм,  $l_y=15$  мм и  $h=4$  мм) с ростом радиуса отверстий

Частота симметричного колебания, «существующего» и вне экрана и внутри щелей, быстро смещается при возрастании радиуса: в низкочастотную область и в сторону уменьшающихся добротностей. При соответствующем размере отверстия реальная часть собственной частоты оказывается вблизи или выше  $f_{cut,TE_{11}}^{circ}$ , где волноводы щелей оказываются открытыми. В

этом диапазоне размеров отверстия экрана и следует называть «резонансными».

Таким образом, резонансное поведение коэффициента прохождения  $T_{TM_{00}TM_{00}}$  в одноволновой области как в случае резонансных апертур, так и в случае нерезонансных апертур определяется одной и той же парой родственных собственных колебаний. При этом резонанс на несимметричном колебании всегда расположен вблизи частоты скольжения поверхностной волны, а местоположение низкочастотного резонанса на симметричном колебании зависит от радиуса отверстия и толщины экрана. При малых радиусах он происходит там же вблизи  $f_{cut,TE(TM)_{\pm 1,0}}^{floquet}$ , а при больших радиусах он проявляется как «резонанс в отверстии».

Отличие в проявлении этих резонансов вызвано трансформацией структуры симметричного колебания при изменении апертуры от резонансного до нерезонансного размеров. Если рассмотреть распределение поля собственного колебания в пространстве, то в случае резонансной апертуры основная энергия колебания будет сосредоточена внутри апертуры и определена, прежде всего,  $TE_{11}$  волной (рис. 6). Уменьшение размера апертуры ведет к тому, что поле колебания как бы «выдавливается из апертуры» и сосредотачивается у границы раздела свободного пространства и щели (рис. 3, а). При этом в модовом представлении собственного колебания основной вклад уже будет давать волна  $TM_{\pm 1,0}$  канала Флоке.

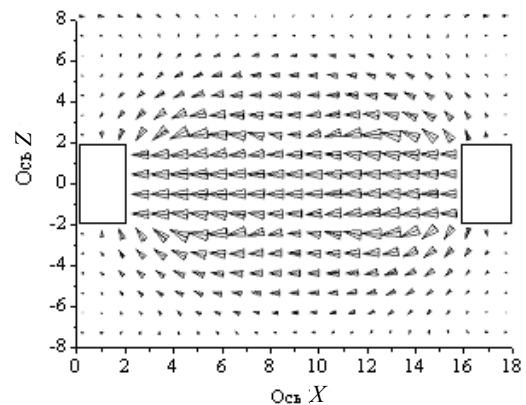


Рис. 6. Распределение вектора электрического поля симметричного колебания в плоскости  $XOZ$  для случая резонансных отверстий

**3. Колебания плоской границы раздела свободное пространство – перфорированный слой металла.** Тот факт, что обсуждаемые выше резонансные явления полного прохождения через систему запердельных отверстий вблизи точек скольжения существуют парами, наводит на

мысль о том, что в их основе лежит одно общее колебание. Это собственное колебание должно формироваться вблизи самой границы раздела «свободное пространство – слой металла с периодической системой заперделных отверстий» (далее просто «граница раздела»)

В простейшем случае нормального падения, когда нет перераспределения энергии в кросс поляризованную волну или в высшие волны Флоке, имеем  $|R_{TM_{00},TM_{00}}| = 1$ , и существование такого собственного колебания проявляется только резким изменением  $\arg R_{TM_{00},TM_{00}}$ . Соответствующие численные данные представлены на рис. 7 для «границы раздела» с теми же отверстиями, что и у экрана, рассмотренного выше. Резкий оборот фазы отраженной  $TM_{00}$  волны вблизи  $f = 16,65$  ГГц как раз и свидетельствует о наличии в «нагрузке» резонирующего собственного колебания.

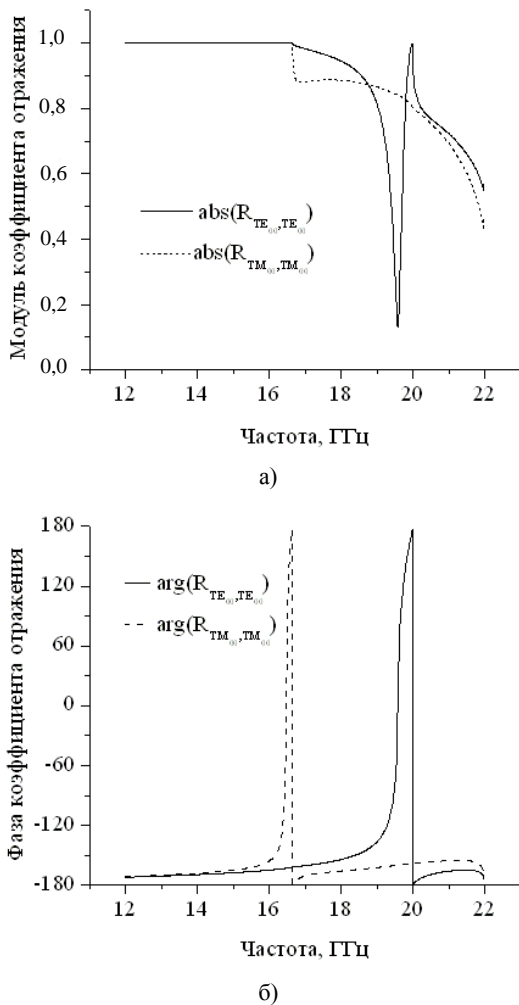


Рис. 7. Поведение модулей и фаз коэффициентов отражения от «слоя металла с периодической системой заперделных отверстий» для двух разных поляризаций падающего поля

В случае  $TE_{00}$  волн в момент подобного резонанса вблизи  $f = 19,98$  ГГц уже существуют высшие распространяющиеся  $TE(TM)_{\pm 10}$  волны и вследствие перераспределения энергии  $|R_{TE_{00},TE_{00}}| \leq 1$ . Однако и здесь амплитуда и фаза отраженной волны претерпевают резкие изменения.

Комплексные частоты и распределения полей собственных колебаний собственно «границы раздела» могут быть найдены как решения однородного уравнения (2). Оказалось, что детерминант матричного оператора (2) в случае металла, перфорированного отверстиями радиуса 4 мм с периодами  $l_x = 18$  мм и  $l_y = 15$  мм, имеет

два корня  $f_{TM_{\pm 1,0}}^{eig.perf.met} = 16,48 - i0,038$  и

$f_{TM_{0,\pm 1}}^{eig.perf.met} = 19,67 - i0,23$ , соответствующих двум

колебаниям с  $\text{Re } f^{eig.perf.met}$  близким к частотам отсечки соответственно  $TE(TM)_{\pm 10}$  и

$TE(TM)_{0,\pm 1}$  волн Флоке. С ростом диаметра от-

верстий добротность этих колебаний падает, а реальная часть собственной частоты смещается в низкие частоты. И, наоборот, с уменьшением размеров отверстий соответствующие спектральные точки стремятся к точкам скольжения  $f_{cut,TE(E)_{\pm 10}}^{floquet}$  и  $f_{cut,TE(E)_{0,\pm 1}}^{floquet}$ , расположенным на

реальной оси. Происходящий при этом рост добротности собственных колебаний связан с уменьшением «дифракционных потерь» за счет уменьшающейся связи  $TM_{\pm 10}$  волн с излучающейся  $TM_{00}$  волной при одновременном росте объема, занимаемого полем колебания, обусловленного уменьшением затухания высших волн Флоке в вертикальном направлении.

Для обсуждения структуры поля таких колебаний обратимся к рис. 8, где для " $TM_{\pm 1,0}$ " колебания (рис. 8, а) и " $TM_{0,\pm 1}$ " колебания (рис. 8, б)

представлены распределения вектора электрического поля в плоскости  $XOY$  непосредственно вблизи «границы раздела». Как видно, рассматриваемое « $TM_{\pm 10}$ » колебание характеризуется наличием соответствующих магнитной и электрической «стенок»:  $PMW_{yz}$  и  $PEW_{xz}$ , проходящих через центры отверстий. В распределении

вектора электрического поля, видна четко выраженная ориентация в направлении оси  $X$ . В отличие от предыдущего поле другого собственного колебания " $TM_{0,\pm 1}$ " (рис. 8, б) имеет преобладающую компоненту  $E_y$  поля в направлении

«скольжения», соответствующих  $TE(TM)_{0,\pm 1}$  волн Флоке и таким образом оказывается ортогонально-поляризованным к рассмотренному выше.

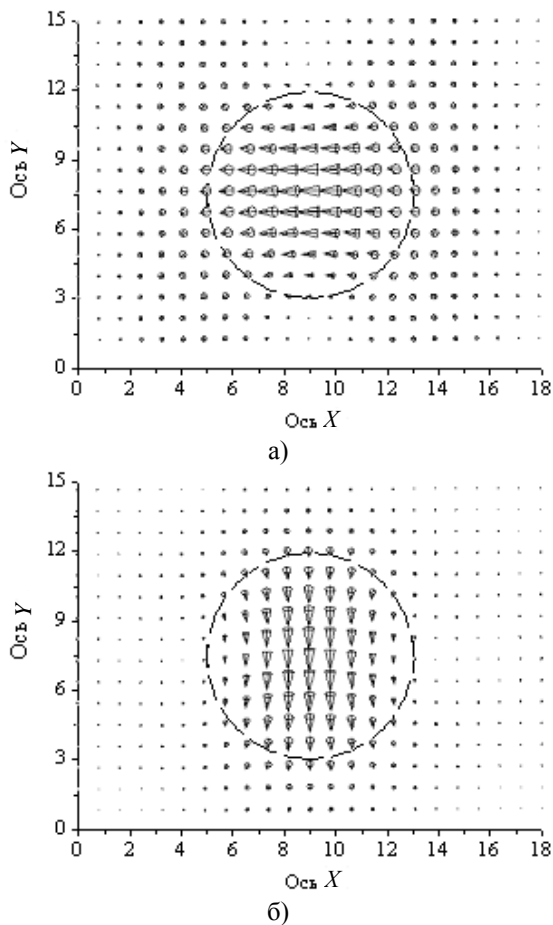


Рис. 8. Распределение вектора электрического поля в плоскостях XOY для собственных колебаний «границы раздела»

**Выводы.** Таким образом, применение спектральной теории позволило объяснить резонансное поведение перфорированного экрана с запердевыми круглыми апертурами. Была показана роль низших собственных колебаний экрана в формировании его резонансных откликов, а также была исследована динамика собственных частот при изменении параметров экрана. Как первооснова подобных резонансов, были обнаружены добротные собственные колебания, существующие вблизи плоской границы раздела перфорированного слоя металла со свободным пространством. Исследованы их топология и поляризационная структура.

Авторы благодарят Д. Ю. Кулика за помощь в визуализации электромагнитных полей.

1. Munk B. A. Frequency Selective Surfaces. Theory and Design. - New York: Wiley, 2000. - 453 p.
2. Wu T. K. Frequency Selective Surface and Grid Array. - New York: Wiley, 1995. - 475 p.

3. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Дифракционные решетки. - Киев: Наук. думка, 1986. - 232 с. - (Резонансное рассеяние волн: В 2-х т.: Т.1).
4. Hessel A., Oliner A. A. A new theory of Wood's anomalies on optical gratings // Appl. Optics. - 1965. - 4, №10. - P.1275-1297.
5. Шестопалов В. П., Сиренко Ю.К. Динамическая теория решеток. - Киев: Наук. думка, 1989. - 216 с.
6. Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. F., Thio T. and Wolff P. A. Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays // Nature. - 1998. - 391. - P.667-669.
7. Popov E., Neviere M., Enoch S. and Reinisch R. Theory of light transmission through subwavelength periodic hole arrays // Phys. Rev. B. - 2000. - 62. - P.16100-16108.
8. Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F. J., et al. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole array // Phys. Rev. Lett. - 2001. - 86, №6. - P.1114-1117.
9. Oliner A. A. and Jackson D. R. Leaky surface-plasmon theory for dramatically enhanced transmission through a subwavelength aperture, part I: basic features / Proc. IEEE AP-S Symp. Radio Science Meeting, Columbus, OH, 2003.
10. Sarrazin M., Vigneron J. P. and Vigoureux J. M. Role of wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes // Phys. Rev. B. - 2003. - 67. - P.085415.
11. Rivas J., Schotsch C., Bolivar P. H. and Kurz H. Enhanced transmission of THz radiation through subwavelength holes // Phys. Rev. B. - 2003. - 68. - P.201-206.
12. Beruete M., Sorolla M., et al. Enhanced millimeter wave transmission through quasi-optical subwavelength perforated plates // IEEE Trans. Antennas Propag. - 2005. - 53, №6. - P.1897-1902.
13. Lomakin V., Chen N. W., Li S. Q., and Michielssen E. Enhanced transmission through two-period arrays of subwavelength holes // IEEE Microw. Wireless Compon. Lett. - 2004. - 4, №7. - P.255-257.
14. Chen C. C. Diffraction of electromagnetic waves by a conducting screen perforated periodically with circular holes // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. - 1971. - 19, №5. - P.475-481.
15. Kirilenko A. A., Tysik B. G. Connection of S-matrix of waveguide and periodical structures with complex frequency spectrum // Electromagnetics. - 1993. - 13, №3. - P.301-318.
16. Кириленко А. А., Сенкевич С. Л., Сиренко Ю. К., Тысик Б. Г. О восстановлении матриц рассеяния волноводных и периодических структур по спектру комплексных собственных частот // Радиотехника и электроника. - 1989. - 33, №3. - С.468-473.
17. Lomakin V., Li S. Q. and Michielssen E. Manipulation of Stop-Band Gaps of Periodically Perforated Conducting Plates // IEEE Microw. Wireless Compon. Lett. - 2005. - 15, №12. - P.919-921.
18. Айвазян Ю. М., Болотовский Б. М. О корневых особенностях при возникновении новых собственных волн. - Акустич. Журнал. - 1982. - 28, №2. - С.145-149.

## TO THE NATURE OF RESONANT PROPERTIES OF TWO-DIMENSIONAL PERIODIC SCREEN WITH UNDER CUTOFF HOLES

A. A. Kirilenko, A. O. Perov

To explain resonant behavior of the perforated screen with circular under cutoff holes the eigenoscillations of the screen as open resonant structure are considered. The effect of enhanced transmission through such screen is investigated. It is found that the initial origin of those effects is the existence of the eigen-oscillation of the interface between the free space and the metal that is perforated with double-periodical set of holes.

**Key words:** total transmission, below-cutoff holes, resonant holes, eigen-oscillations, double-periodical metal screen.



ПРО ПОХОДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНИХ  
ВЛАСТИВОСТЕЙ ДВОХВИМІРНОГО  
ПЕРИОДИЧНОГО ЕКРАНУ З ЗАМЕЖОВОМІ  
ВІДТВОРАМИ

А. А. Кириленко, А. О. Перов

Для роз'яснення резонансної поведінки перфорованого екрану з круглими межовими відтворами було досліджено власні коливання екрану як відкритої резонансної структури. Запропоновано новий підхід для роз'яснення при-

чин проявів, явищ повного проходження скрізь екран та їх поведінки в залежності від параметрів, роз'яснена поляризаційна залежність частотних відгуків. Як первопричина резонансів, вперше знайдено добротні власні коливання, що існують поблизу плоскої межі розділу перфорованого слою металу з вільним простором. Досліджено їх топологію та поляризаційну структуру.

**Ключові слова:** метод часткових областей, двохвимірні періодичні структури, резонансне розсіяння, власні коливання, межові відтвори.

*Рукопись поступила 16 июля 2007 г.*