

09

© 1990

## КВАЗИПОРШНЕВЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ОДИНОЧНЫХ И ГРУППОВЫХ УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЯХ С МАЛЫМ РАСКРЫВОМ

А.А. Кирилenco, В.П. Чумаченко

Описываемый эффект обнаружен при анализе задач рассеяния электромагнитных волн на объектах типа идеально проводящей цилиндрической поверхности, имеющей в поперечном сечении форму нескольких отрезков, соединенных в начале координат. Иначе говоря, это — две или более тонких лент с одной общей кромкой. Строгие численные решения соответствующих задач дифракции получены методом произведения областей, согласно которому каждый „элемент“ поперечного сечения рассматривается как вырожденный эллипс, ограничивающий изнутри регулярную область, поле в которой представляется в виде разложения по функциям Матье. Детали алгоритма расчета изложены в [1].

Рассматривая отдельно случаи возбуждения плоскими волнами E- и H-поляризаций ( $E_z \neq 0$ ,  $E_\rho = E_\varphi = 0$ ,  $H_z \neq 0$ ,  $H_\rho = H_\varphi = 0$ ) обратимся к рис. 1, где изображены полный поперечник рассеяния [2]  $\tilde{\sigma}_S = -4k^{-1} \text{Re} [\exp(-i\pi/4) F(\alpha + \pi)]$  и поперечник обратного рассеяния  $\tilde{\sigma}_B = 4k^{-1} |F(\alpha)|^2$  в зависимости от приведенной частоты  $\alpha/\lambda$ . Здесь  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $F(\beta)$  — диаграмма направленности рассеянного поля,  $\alpha$  — угол облучения,  $N$  — число лент нашего „цилиндрического ежа“.

Рассеяние волн E-поляризации носит в этом диапазоне нерезонансный характер, полный и обратный поперечники рассеяния близки к таковым для кругового цилиндра с радиусом, несколько меньшим  $a$ . В случае H-поляризации наблюдаются резонансные всплески величин  $\tilde{\sigma}_S$  и  $\tilde{\sigma}_B$  в области  $\alpha/\lambda \approx 0.3, 0.8$ . При этом существуют значения частоты (здесь  $\alpha/\lambda \approx 0.25, 0.79$ ), при которых объект не отражает в обратном направлении, т.е. становится „радионевидимым“ при однопозиционной локации. Характерной чертой всплесков эффективных поперечников рассеяния при больших  $N$  является многоэкстремальный характер, изрезанность частотной кривой.

Объяснение этим фактам находим при изучении характеристик рассеяния отдельного уголкового отражателя с острым внутренним углом  $\gamma$  (рис. 2,а). Как видно, здесь при существенно разных ракурсах облучения в одних и тех же частотных областях имеются всплески  $\tilde{\sigma}_S$  и  $\tilde{\sigma}_B$ . В одном случае ( $\alpha = 90^\circ$ ) они наблюдаются на уровне в среднем высокого  $\tilde{\sigma}_S$ , характерного для случая нормального падения на отдельную ленту, в другом — „видимые

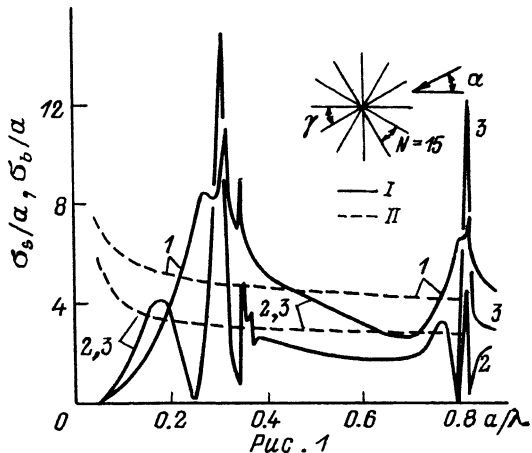


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость полного и обратного поперечников рассеяния для „цилиндрического ежа“ от частоты (II - E-поляризация; I - H-поляризация; 1 -  $\sigma_3$ ,  $\alpha = 0$ , 2 -  $\sigma_B$ ,  $\alpha = 0$ ; 3 -  $\sigma_B$ ,  $\alpha = 12^\circ$ ).

размеры” объекта невелики и вне резонансных зон рассеяние практически отсутствует. Отметим, что при  $\alpha = 90^\circ$  эффект резонансного уменьшения поперечника рассеяния до нуля существует уже для одиночного уголка (см. рис. 2<sub>а</sub>). В то же время обратное отражение при малых  $\gamma$  и  $\alpha$  наоборот имеет резкий всплеск на уровне среднего  $\sigma_3 \ll 1$ . С уменьшением внутреннего угла  $\gamma$  резонансы становятся более добротными, смещаясь вверх по частоте к предельным значениям  $a/\lambda = 0.383, 0.879$ .

Оказалось, что здесь мы имеем дело с резонансами „квaziпоршневой” волны радиального волновода, аналогом поршневой или TEM-волны плоского волновода. Эффективное ее отражение от открытого конца с апертурой, равной  $a\gamma$  и малой в сравнении с длиной волны (т.е. при условии  $a\gamma/\lambda \ll 1$ ), приводит к формированию во внутренней области уголка высокочастотных колебаний. Так как  $H_z$ -компонента поля в таком волноводе описывается функцией  $J_0(k\rho)$  [3], то в первом приближении условие резонанса находим, размещая магнитную стенку на поверхности  $\rho = a$ . Отсюда следует  $a/\lambda_{рез} = (2\pi)^{-1}\gamma_{0n}$ ,  $J_0(\gamma_{0n}) = 0$ , что хорошо совпадает с действительным положением резонансов при  $a\gamma\lambda^{-1} \ll 1$ .

Тонкую структуру резонансов можно объяснить, рассматривая „цилиндрический еж” рис. 1, как совокупность из 15-ти одинаковых открытых резонаторов, имеющих между собой дифракционную связь. Эта связь снимает вырождение и приводит к расщеплению спектра собственного колебания в мультиплет, состоящий в прин-

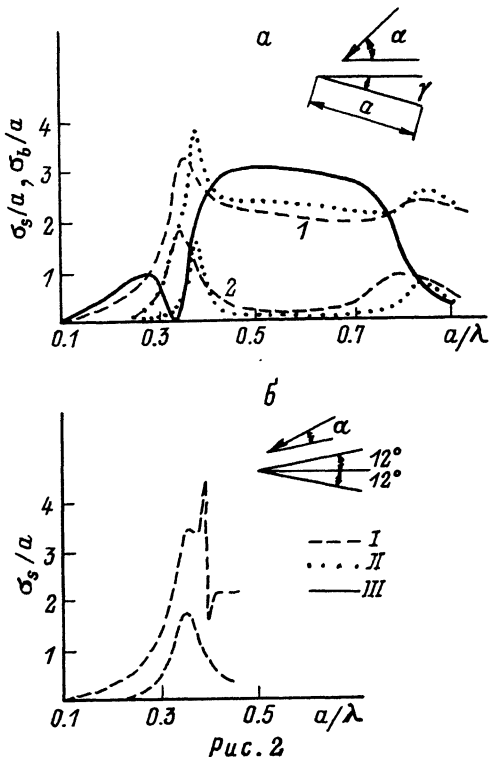


Рис. 2

Рис. 2. Частотные зависимости поперечников рассеяния для одиночного (а) и двойного (б) уголкового отражателей (на рис. 2а: 1 -  $\sigma_s$  при  $\alpha = 90^\circ$ ; 2 -  $\sigma_s$  при  $\alpha = 0^\circ$ ; I -  $\gamma = 24^\circ$ , II -  $\gamma = 12^\circ$ ; III -  $\sigma_s$  для  $\gamma = 24^\circ$  при  $\alpha = 90^\circ$ ; на рис. 2б: 1 -  $\alpha = 96^\circ$  при  $\gamma = 12^\circ$ ; 2 -  $\alpha = -12^\circ$  при  $\gamma = 12^\circ$ ).

ципе из 15-ти колебаний с разными азимутальными распределениями поля и с разной добротностью.

Именно реакцией дифрагированного поля на расщепление спектра и объясняется наличие множества всплесков величины и полного и обратного поперечников рассеяния на фоне общего подъема уровня рассеянного поля.

Подтверждением этому служит элементарный пример с двумя уголками (рис. 2, б) с  $12^\circ$  - раскрывом, возбуждаемыми под разными ракурсами. Ясно, что собственные колебания отдельных уголков в результате „взаимодействия“ породят по два колебания сдвоенного уголка, одно из которых будет симметрично относительно средней ленты, а другое - антисимметрично. В первом случае

( $\alpha = 96^\circ$ ) при несимметричном возбуждении имеем два всплеска  $\sigma_s$ ; во втором ( $\alpha = -12^\circ$ ) при облучении объекта вдоль плоскости симметрии добротный всплеск исчезает, т.к. он связан с возбуждением несимметричного колебания, имеющего противофазные поля в отдельных уголках. Надо заметить, что во всех случаях (в том числе и при больших  $N$  (рис. 1)) самый низкочастотный из „мультиплета“ резонансов связан с синфазным колебанием, которое оказывается и наименее добротным. Угловое распределение вторичного рассеянного поля в этом случае носит почти изотропный характер.

Обнаруженный эффект может найти применение в практике построения антенных систем и в радиолокационных измерениях при необходимости в простых объектах с резонансно большим или малым поперечником рассеяния.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ч у м а ч е н к о В.П. // Р и Э. 1988. Т. 33. № 8. С. 1600-1607.
- [2] К и н г Р., У Т а й - Ц з у н ь. Рассеяние и дифракция электромагнитных волн. М.: ГИИЛ. 1962. 193 с.
- [3] В а й н ш т е й н Л.А. // Электромагнитные волны. М.: Радио и связь. 1988. 440 с.

Институт радиофизики  
и электроники АН УССР,  
Харьков

Поступило в Редакцию  
25 июля 1989 г.  
В окончательной редакции  
4 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 7 12 апреля 1990 г.  
09; 10

© 1990

#### МОШНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ КЛИСТРОН НА ОСНОВЕ ПУЧКА СО ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИЕЙ

В.М. Д у в и д з о н, А.Ю. П а у т к и н,  
В.В. С и н ц о в, В.И. С м и л г а,  
А.В. Т е р е б и л о в, А.Б. Т и м о х и н,  
Д.М. Ш а ф р а н о в

В последние годы бурно развивается релятивистская электроника. Достигнут уровень СВЧ мощности генераторов в  $10^{10}$  Вт. Большое внимание уделяется и созданию усилителей на электронных пучках, формируемых катодами со взрывной эмиссией. Большие токи пучков