

УДК 537.874.6

**ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ СЕЛЕКТИВНЫХ СВОЙСТВ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕТОК ВОЛНОВОДНОГО ТИПА**

*А. П. Кусайкин, Ю. К. Сиренко*

Проведено исследование некоторых резонансных режимов рассеяния волн решетками волноводного типа, представляющих интерес в связи с возможностью практического их использования в различных приборах и устройствах СВЧ техники и оптики.

Теоретический анализ дифракционных свойств решеток различной конфигурации имеет важное практическое значение, так как позволяет свести к минимуму число дорогостоящих экспериментов при отработке той или иной схемы использования решетки, а также может послужить надежной основой для создания принципиально новых устройств. В данном сообщении приводятся результаты исследования некоторых резонансных и аномальных режимов рассеяния плоских *E*- и *H*-поляризованных волн одномерными периодическими решетками волноводного типа, т. е. такими решетками, в геометрии которых можно выделить волноводную область взаимодействия с регулярным участком отличной от нуля длины между зонами отражения и прохождения. Две модельные геометрии структур данного типа изображены на рис. 1. Это полупрозрачные или отражательные решетки с простой и сложной структурой периода, волноводные каналы разделены идеально проводящими брусьями или «ножами». Путем решения задач дифракции волн на решетках модельной геометрии методами, позволяющими получить достоверные численные результаты в резонансной области изменения значений параметров [1, 2], были выявлены закономерности, характерные для класса решеток волноводного типа в целом.

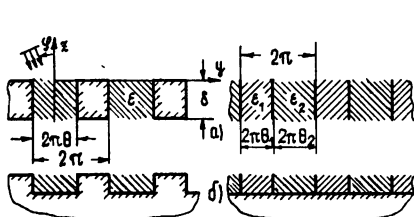


Рис. 1.

Рис. 1. Решетки волноводного типа. Сечение плоскостью  $x=0$ .

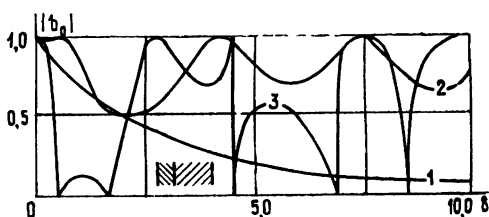


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость  $|b_n|$  от  $\delta$  в областях с различными значениями вектора  $\{N, M\}$ , *E*-поляризация;

1 —  $\kappa=0,8$ ;  $\varphi=0$ ;  $\theta_1=0,4$ ;  $\epsilon_1=\epsilon_2=1,0$ ;  $\{1,0\}$ ; 2 —  $\kappa=0,95$ ;  $\varphi=3^\circ$ ;  $\theta_1=0,407$ ;  $\epsilon_1=1,35$ ;  $\epsilon_2=1,77$ ;  $\{1,1\}$ ; 3 —  $\kappa=0,95$ ;  $\varphi=3^\circ$ ;  $\theta_1=0,4$ ;  $\epsilon_1=1,69$ ;  $\epsilon_2=3,13$ ;  $\{1,2\}$ .

Основное внимание уделено изучению амплитуд дифракционных спектров в зонах отражения ( $a_n$ ) и прохождения ( $b_n$ ) решетки, определяющих картину полного формируемого решеткой поля

$$E_x(H_x) = \exp[i\kappa(y \sin \varphi - z \cos \varphi)] + \\ + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp[i(\Phi_n y + \Gamma_n z)], \quad z \geq 0,$$

$$E_x(H_x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp[i|\Phi_n y - \Gamma_n(z + \delta)|], \quad z \leq -\delta,$$

при дифракции плоской  $E$ - (или  $H$ -) поляризованной волны единичной амплитуды  $\exp[i\kappa(y \sin \varphi - z \cos \varphi)]$ . Здесь  $\kappa = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны,  $\varphi$  — угол падения первичной волны,  $\Phi_n = n + \kappa \sin \varphi$ ,  $\Gamma_n = (\kappa^2 - \Phi_n^2)^{1/2}$ ,  $\text{Im}(\dots)^{1/2} \geq 0$ , зависимость от времени принята в виде  $\exp(-i\omega t)$ .

Поле в волноводном канале ширины  $2\pi\theta_j$ , заполненном диэлектриком с относительной проницаемостью  $\epsilon_j$ , определяется амплитудами прямых и обратных волн  $c_m$  и  $d_m$  и постоянными распространения  $\beta_{mj} = (\kappa^2 \epsilon_j - m^2/4\theta_j^2)^{1/2}$ ,  $m = 1, 2, \dots$  для  $E$ -поляризации и  $m = 0, 1, 2, \dots$  — для  $H$ -поляризации.

Число  $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{Re} \Gamma_n / |\Gamma_n| = N$  определяет количество гармоник рассеянного поля, распространяющихся в зонах отражения и прохождения решетки. На каждую такую гармонику с амплитудой  $a_n$  приходится следующая часть рассеянной решеткой энергии:

$$W(a_n) = |a_n|^2 \text{Re} \Gamma_n / \Gamma_0.$$

Число  $\sum_m \text{Re} \beta_{mj} / |\beta_{mj}| = M_j$  определяет количество волноводных волн,

осуществляющих связь между зоной отражения и прохождения в канале с параметрами  $\theta_j, \epsilon_j$ . Если на периоде решетки выделяется два канала, то общее число волн, связывающих зону прохождения и отражения, будет  $M = M_1 + M_2$ , при этом волны с совпадающими постоянными распространения из различных каналов учитываются в сумме как одна волна.

Обработка большого числа данных показала [3], что качественную картину поля, рассеянного различными решетками волноводного типа, можно определить, используя только информацию о значениях величин  $N$  и  $N/M$ . При  $N < M$  решетки обладают ярко выраженными резонансными свойствами, проявление которых позволяет получить предельные характеристики рассеяния волн полупрозрачными и отражательными структурами (режим полного отражения полупрозрачной структурой и режим полного автоколлимационного отражения отражательной решеткой), приводит к значительному усилению различного рода аномалий в рассеянном поле. Области изменения значений параметров, которым соответствует неравенство  $N \geq M$ , дополнительное к первому, можно назвать областями регулярности изменения характеристик рассеяния. В этих областях отсутствуют высокочастотные резонансные режимы, слабо проявляются различного рода аномалии. Разницу в поведении амплитуд рассеянного поля в регулярных и резонансных областях изменения параметров можно наблюдать на рис. 2. За областями изменения значений параметров, которым соответствуют различные значения величин  $N$  и  $M$ , здесь и в дальнейшем закреплен вектор  $\{N, M\}$ .

**1. Режим полного прохождения.** В областях изменения параметров, которым соответствует вектор  $\{N, M\}$  с  $N = 1$ , рассеянная решетками энергия распределяется между основными пространственными гармониками отраженного и прошедшего поля с амплитудами  $a_0$  и  $b_0$ . При  $M = 0$  (случай, возможный только при  $E$ -поляризации падающей волны)

экспоненциальное затухание  $|b_0|$  с ростом высоты решетки  $\delta$  означает аналогичное уменьшение доли энергии, приходящейся на прошедшее поле (рис. 2, кривая 1). С появлением распространяющейся волноводной волны с постоянной распространения  $\beta$ ,  $\text{Re } \beta > 0$  ( $M=1$ ), поведение характеристик рассеяния резко меняется. При некоторых значениях  $\delta$  величина  $|b_0|$  достигает единицы (рис. 2, кривая 2). Это означает полную концентрацию энергии рассеянного поля в зоне прохождения. С увеличением  $\delta$  процесс изменения  $|b_0|$  становится периодическим с периодом  $2\pi/\beta$ . Более полное описание режима полного прохождения; возникающего при изменении высоты решетки  $\delta$ , можно найти в [4].

Режим полного прохождения, который можно наблюдать в случае  $H$ -поляризации при  $\kappa < 0,5$  и любых значениях  $\delta$ , принято называть эффектом Малюжинца. Заключается он в том, что при некотором значении угла падения первичной волны  $\varphi$  (не зависящем от  $\delta$ ) вся энергия этой волны проходит через полупрозрачную решетку. Характер поведения  $|b_0|$  при появлении эффекта можно наблюдать на рис. 3 (кривая 1).

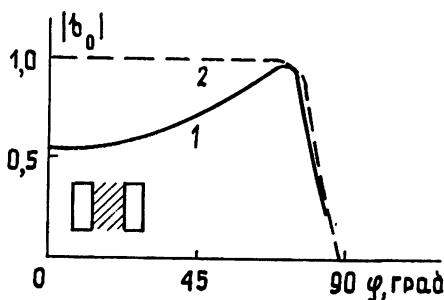


Рис. 3. Эффект Малюжинца;  
1 —  $\delta=2,5$ ; 2 —  $\delta=5,0$ ;  $H$ -поляризация;  
 $\kappa=0,3$ ;  $\theta=0,6$ ;  $\varepsilon=4$ .

Величина локального минимума при  $\varphi=0$  зависит от  $\delta$  и, если выбрать значение  $\delta$  соответствующим режиму полного прохождения по высоте,  $|b_0|$  остается практически на уровне единицы от  $\varphi=0$  до точки проявления эффекта Малюжинца (рис. 3, кривая 2). Положением соответствующей точки можно управлять изменением параметров  $\theta_j$  и  $\varepsilon_j$ , в том числе передвигать ее достаточно близко к отметке  $\varphi=\pi/2$ .

Использование этого свойства позволило бы создать, например, укрытие, полностью прозрачное для  $H$ -поляризованной волны, приходящей практически с любого направления. Уточнению условий проявления эффекта Малюжинца посвящена работа [5]. В ней, в частности, введено понятие эффективной открытой части периода решетки волноводного типа сложной структуры

$$\theta_{\text{эфф}} = \sum_j \theta_j \varepsilon_j^{-1/2},$$

и получено условие для определения точек  $\varphi$  проявления эффекта

$$\cos \varphi = \theta_{\text{эфф}}.$$

**2. Режимы полного резонансного отражения.** В области изменения значений параметров с  $N=1$  и  $M \geq 2$  появляются новые дифракционные эффекты — режимы полного резонансного отражения первичной волны полупрозрачными решетками. Им соответствуют точки, где  $|b_0|$  обращается в нуль (рис. 2, кривая 3).

В случае простой решетки (один волноводный канал на периоде) резонансные отражения наблюдаются вблизи тех значений  $\delta$ , при которых по высоте канала укладывается целое число полуволн одной из высших распространяющихся волноводных волн. Чем больше  $\delta$ , тем это совпадение лучше. Это позволяет пронумеровать соответствующие резонансы согласно количеству полуволн и номеру распространяющейся волны, объяснить рост их числа и добротности с увеличением  $\delta$  (рис. 4), а также прогнозировать их появление.

В области с  $M > 2$  появляется возможность совпадения точек резонансов, соответствующих различным волноводным волнам. Наличие

больших неоднородностей в виде открытых концов волноводных каналов приводит к проявлению сильной межтиповой связи, в результате чего резонансы в районе точки совпадения не только исчезают, но величина коэффициента прохождения может достигать единицы. Этот эффект проиллюстрирован на рис. 5, где изображены линии равного уровня  $|b_0|$  в координатах частотный параметр  $\kappa$  и диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$ . Точка совпадения резонансов, соответствующих разным типам колебаний, должна была находиться в районе пересечения пунктирных линий. Но между двумя «язычками» линий с нулевым уровнем  $|b_0|$  образовалась зона срыва резонанса полного отражения, зону пересекла линия уровня  $|b_0|=1$ . Подобное явление представляет интерес ввиду возможности получения резонанса с низкой добротностью (широкополосного резонанса) на кончиках «язычков». На рис. 5 им соответствуют точки  $\epsilon=5,65$  и  $\epsilon=5,365$ .

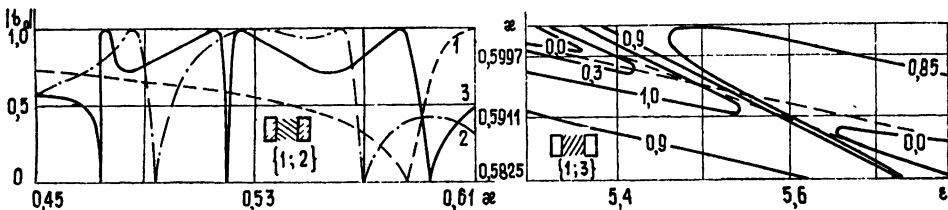


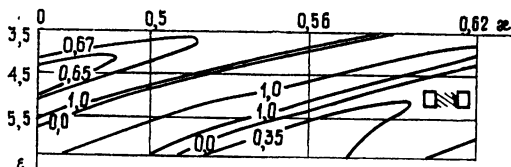
Рис. 4

Рис. 5

Рис. 4. Влияние высоты волноводных каналов на рост числа и добротности резонансов;  $\theta=0,97$ ;  $\varphi=34^\circ$ ;  $\epsilon=5,0$ ;  $E$ -поляризация; 1 —  $\delta=0,4\pi$ ; 2 —  $\delta=2\pi$ ; 3 —  $\delta=3\pi$ .  
 Рис. 5. Линии уровня  $|b_0|$  в координатах  $\kappa$ ,  $\epsilon$ ;  $\theta=0,97$ ;  $\varphi=34^\circ$ ;  $\delta=2\pi$ ;  $H$ -поляризация.

Возможность осуществления связи между зонами отражения и прохождения с помощью двух изолированных каналов на решетке со сложной структурой периода позволила заключить, что определяющим при реализации режима полного отражения является лишь число волноводных волн, осуществляющих связь (не менее двух с различными постоянными распространения), независимо от того, существует ли между ними интерференционное взаимодействие или нет [6], т. е. распространяются они в одном или изолированных друг от друга каналах. Отсюда легко сделать вывод о том, что в случае  $H$ -поляризации падающей волны (на решетке со сложной структурой периода) можно создать условия, необходимые для ее полного отражения, и в длинноволновой части диапазона даже в тех случаях, когда относительные диэлектрические постоянные заполнения волноводных районов мало отклоняются от единицы (или  $|\epsilon_1 - \epsilon_2| \ll 1$ ). Необходимым является лишь требование  $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ .

Рис. 6. Линии уровня  $|b_0|$  в координатах  $\kappa$ ,  $\epsilon$ ;  $\theta=0,97$ ;  $\varphi=34^\circ$ ;  $\delta=2\pi$ ;  $E$ -поляризация.



Изменение параметров диэлектрических включений приводит к изменению местоположения и добротности резонансов (рис. 6). Это свойство может быть положено в основу при использовании эффекта резонансного полного отражения в приборе для измерения и контроля  $\epsilon$  веществ. Так, например, для определения значения параметра  $\epsilon$  достаточно знать две экспериментально снятые точки полного отражения и номограмму, аналогичную приведенной на рис. 6 (в координатах

ж,  $\epsilon$ ). Точность измерения определяется добротностью резонансов и регулируется путем изменения параметров решетки. Контроль  $\epsilon$  может быть реализован в схеме постоянной настройки на один из соответствующих резонансов полного отражения. Малейшее отклонение  $\epsilon$  от заданного, появление каверн и т. п. (допуски на изменение соответствующих величин учитываются при выборе добротности резонанса) приводят к изменению эквивалентного  $\epsilon$  материала и срыву резонанса полного отражения.

**3. Режимы автоколлимационного рассеяния.** Еще одним режимом, характеристики которого существенно зависят от того, находятся ли параметры решетки в резонансной ( $N < M$ ) или в регулярной ( $N > M$ ) области, является режим автоколлимационного отражения первичной волны полупрозрачными (рис. 1а) и отражательными (рис. 1б) структурами. В режиме автоколлимации одна из гармоник спектра отраженных волн с номером  $p$  распространяется в направлении, противоположном первичной волне. Необходимым условием для этого является выполнение равенства

$$2\chi \sin \varphi = -p.$$

Оптимальные характеристики при автоколлимационном отражении (например, максимальную величину коэффициента отражения на автоколлимирующей гармонике) при практически реализуемых параметрах решеток можно получить только при выходе в резонансную область изменения значений параметров ( $N < M$ ) [7]. Изучение характеристик рассеяния в режиме автоколлимации открывает возможность использования решеток волноводного типа в системах ослабления помех, обусловленных переотражениями [7], а также при проектировании высокодобротных открытых резонаторов, зеркалами которых являются отражающие или полупрозрачные решетки. Исследование таких резонаторов после определения соответствующих коэффициентов отражения сводится к анализу дисперсионных свойств отрезка плоскопараллельного волновода с импедансными стенками. Таким образом, при решении соответствующей электродинамической задачи можно строго учитывать геометрию периодически неоднородных зеркал.

**4. Наложение различных резонансных и аномальных режимов рассеяния.** Перечисленные в предыдущих пунктах эффекты не исчерпывают всех явлений, возникающих при дифракции волн на периодических решетках волноводного типа с диэлектрическими включениями и представляющих интерес с точки зрения практического использования в различных приборах и устройствах. Можно указать и на то обстоятельство, что многопараметричность структур позволяет получить практически любые необходимые количественные характеристики рассеяния. Качественно новые характеристики можно получать при наложении различных аномальных и резонансных режимов. Примером тому может служить исчезновение эффекта Малюжинца при выходе в резонансную область [5], в результате чего решетка, полностью радиопрозрачная в длинноволновой части диапазона для углов  $\varphi$  между нулем и  $\pi/2$ , может стать практически идеально отражающей.

Выход в резонансную область изменения значений параметров приводит и к усилению влияния различного рода аномалий на характеристики рассеянного поля, а следовательно, открывает и новые возможности по практическому использованию этих режимов. Так, например, аномальное изменение коэффициентов прохождения и отражения в окрестности точки скольжения гармоник дополнительного спектра («духов» решетки [8]), появление которых связано с периодическим сбоем периода при  $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ , можно использовать при измерении  $\epsilon$  материалов. По энергетическим характеристикам основной прошедшей (или отраженной) волны определяется разность  $\epsilon_2 - \epsilon_1$  (рис. 7). За основу

принимается величина, соответствующая расстоянию по шкале частот от точки скольжения ( $\kappa=2$ ) до центра аномалии. Область изменения значений параметров, в которой наблюдаются ярко выраженные аномалии (до точки  $\kappa=2$ ), является резонансной. Ей соответствует вектор  $\{N, M\}$  со значениями  $N=3, M=4$ . К достоинствам предлагаемого метода можно отнести возможность измерения очень малых отклонений параметров исследуемых материалов от эталонных, причем точность возрастает с уменьшением  $|\varepsilon_2 - \varepsilon_1|$ , так как добротность резонансов в точках аномалий увеличивается.

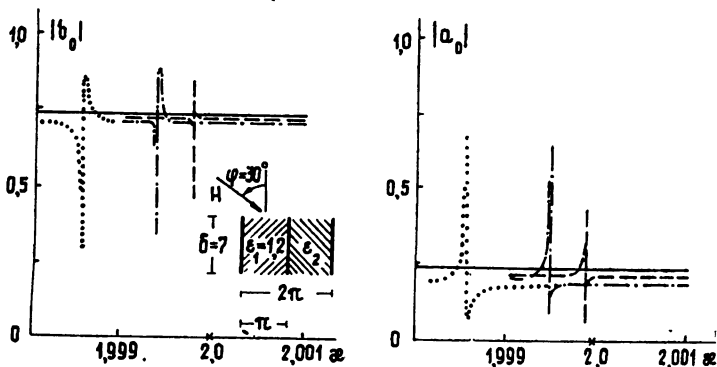


Рис. 7. Сдвиг аномалий от точки скольжения при  $\varepsilon_2=1,2$  (сплошная кривая),  $\varepsilon_2=1,21$  (штриховая кривая),  $\varepsilon_2=1,22$  (штрихпунктирная),  $\varepsilon_2=1,23$  (точечная кривая).

Исследования проведены на модельных геометриях решеток, но основные закономерности сохраняются и при различных изменениях геометрии структур и параметров включений (неидеальные диэлектрики). В зависимости от задач, стоящих перед исследователями, (например, изучение газообразных, жидких или твердых веществ; контроль  $\varepsilon$  пленок, слоев или отдельных образцов; сравнение получаемых материалов с эталонными; требуемая точность измерения и т. д.), может быть выбрана наиболее приемлемая геометрия решеток (полупрозрачные и отражательные решетки; решетки с крышками, слоями и без них; решетки с заполненными и незаполненными волноводными каналами), а также наиболее подходящая схема использования их дифракционных свойств.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сиренко Ю. К. Диссертация.— Харьков, 1978.
2. Масалов С. А., Сиренко Ю. К., Шестопапов В. П.— Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 3, с. 481.
3. Кусайкин А. П., Масалов С. А., Сиренко Ю. К.— В кн.: Волны и дифракция. Краткие тексты докладов VIII Всесоюзного симпозиума.— М.: ИПЭ, 1981, т. 3, с. 77.
4. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках.— Харьков: Гос. ун-т, 1973.
5. Масалов С. А., Сиренко Ю. К., Шестопапов В. П.— Письма в ЖТФ, 1980, 6, вып. 16, с. 998.
6. Масалов С. А., Сиренко Ю. К.— Укр. физ. журн., 1978, 23, № 9, с. 1439.
7. Масалов С. А., Сиренко Ю. К.— Изв вузов—Радиофизика, 1980, 23, № 4, с. 479.
8. Масалов С. А., Сиренко Ю. К., Шестопапов В. П.— Письма в ЖТФ, 1978, 4, вып. 5, с. 286.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
4 мая 1982 г.

#### THE BASIC REGULARITIES FOR THE VARIATION OF THE SELECTIVE PROPERTIES OF PERIODIC ARRAYS OF THE WAVE TYPE

A. P. Kusaikin, Yu. K. Sirenko

Investigation has been carried out of some resonance regimes of wave scattering by wave type arrays being of interest in connection with the possibility of their practical use in different devices and units of VHF investigation and optics.