

ных флуктуаций амплитуды сигнала составлял 5—10% (пунктирная кривая на рис. 1). Поэтому можно лишь утверждать, что уменьшение сигнала, вызванное нагревом ионосферы, не превышало 10%. Анализ характера флуктуаций интенсивности сигнала не выявил каких-либо изменений статистических свойств сигнала, которые могли быть вызваны искусственными возмущениями ионосферы.

На рис. 2 представлена зависимость от времени пеленга сигнала, полученная методом наложения эпох для режимов «13 минут работы, 17 минут пауза» (кривая I) и «8 минут работы, 7 минут пауза» (кривая II). Значения  $\alpha = 0^\circ$  и  $\alpha = 0^\circ,25$  на кривых I и II соответствуют усредненному пеленгу для невозмущенной ионосферы. Вертикальными линиями показаны моменты включения (1, 2) и выключения (3) мощного передатчика. Видно, что пеленг сигнала отклоняется на  $\alpha \sim 0^\circ,3 \pm 0^\circ,6$  после начала нагрева ионосферы. Восстановление пеленга происходит спустя 10—15 минут после выключения передатчика. Нагрев ионосферы вызывает также увеличение дисперсии флуктуаций пеленга сигнала. Усредненная величина  $\sigma = [(a - \bar{a})^2]^{1/2}$  составляет  $\sigma = 0^\circ,59$  для невозмущенной ионосферы и  $\sigma = 0^\circ,74$  для нагретой ионосферы. Отношение дисперсий равно  $\sigma^2/\sigma_0^2 = 1,55$ .

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Уменьшение интенсивности сигнала радиостанции может быть обусловлено рассеянием радиоволны на углы, превышающие угловые размеры рассеивающего объема  $L/R = 5 \cdot 10^{-2} = 3^\circ$  ( $L = 50$  км,  $R \approx 900$  км — линейный размер и расстояние до возмущенной области). Если такое рассеяние вызвано мелкомасштабными неоднородностями ( $l < \sqrt{\lambda} R$ ), то размеры  $l$  рассеивающих неоднородностей должны удовлетворять неравенству  $l \lesssim \lambda R/L$ , т. е. для  $\lambda = 15$  м размер  $l \lesssim 300$  м. В этом случае флуктуации фазы волны, определяющие долю рассеянной энергии  $P_s/P$ , могут быть оценены из выражения [1]  $S_0^2 \approx \frac{P_s}{P} =$

$$= \pi^{5/2} (\delta N)^2 \frac{f_0^4}{f^4} \frac{lL}{\lambda^2}, \text{ где } (\delta N)^2 = (\Delta N/N)^2 — \text{ среднеквадратичные флуктуации электронной концентрации, } f_0/f — \text{ отношение плазменной частоты к частоте волны. Для измеренной на эксперименте величины } P_s/P \sim 0,1 \text{ при значениях } f_0/f = 0,3, \lambda = 15 \text{ м, } l = 300 \text{ м, } L = 50 \text{ км имеем } \delta N \approx 3 \cdot 10^{-3}. \text{ Рассеянием волн на неоднородностях с } l \sim 300 \text{ м и } \delta N \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ в принципе можно объяснить и флуктуации пеленга сигнала } (\Delta\alpha \approx \lambda S_0/\pi l \approx 5 \cdot 10^{-3} = 0^\circ,3).$$

Возможное регулярное смещение пеленга на угол  $\Delta\alpha = 0^\circ,3 \pm 0^\circ,5$  (рис. 2) можно объяснить изменением электронной концентрации во всей нагретой области ионосферы.

Величину этого изменения можно оценить из выражения  $\Delta\alpha = \frac{1}{2} \frac{f_0^2}{f^2} \frac{\Delta N}{N}$ , откуда при  $\Delta\alpha = 10^{-2}$  получаем значение  $\Delta N/N = 0,2$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев и др., Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 4, 516 (1975).
2. Г. Г. Гетманцев, Л. М. Ерухимов, Э. Е. Митякова и др., Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по распространению радиоволн, изд. КГУ, Казань, 1975, стр. 72; Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
3. W. F. Utzau t, Proc. IEEE, 63, 1022 (1975).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию  
26 марта 1976 г.

УДК 535.853.31

#### ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХСЛОЙНОЙ НЕСИММЕТРИЧНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

В. Б. Казанский, Н. Н. Колчигин, И. И. Резник, С. Л. Просвирнин

Двухслойные решетки широко используются в различных СВЧ устройствах: интерферометра, фильтрах, антенных обтекателях и др. [1, 2]. В [3] описаны электродинамические свойства двухслойных ленточных дифракционных решеток в случае, когда простые ленточные решетки, образующие двухслойную, идентичны и расположены так,

что ленты, находятся строго одна под другой. Цель данной работы — выяснить влияние параллельного сдвига простых решеток на свойства двухслойной решетки.

Исследуемая структура состоит из двух безграничных плоских ленточных металлических решеток, расположенных в плоскостях  $z=0$  и  $z=-a$ . Металлические ленты параллельны оси  $Ox$  и расположены с периодом  $l$  в направлении оси  $Oy$ . Начало координат выбрано посередине одной из щелей на верхней решетке. Ширина щелей обеих решеток равна  $d$ . Нижняя решетка смещена относительно верхней в направлении оси  $Oy$  на величину  $\delta$ . Плоская  $E$ - или  $H$ -поляризованная электромагнитная волна единичной амплитуды падает на верхнюю решетку под углом  $\alpha$ , который отсчитывается от оси  $Oz$  (рис. 1). Дифракционное поле, возникающее при падении плоской электромагнитной волны на двухслойную решетку, представляет собой одномерный спектр пространственных гармоник, который можно определить, используя обобщенные матрицы рассеяния

При падении электромагнитной волны  $\exp[-ik(y \sin \alpha + z \cos \alpha)]$  на отдельно взятую решетку образуются спектры гармоник прошедшего и отраженного полей, которые удобно представить в виде векторов-столбцов комплексных амплитуд  $t$  и  $r$ . Каждая из гармоник дифракционного спектра прошедшего поля падает на нижнюю решетку и, в свою очередь, образует дифракционные спектры прошедшего и отраженного полей, которые могут быть определены, если известны матрицы рассеяния  $T$  и  $R$ .

Столбцы матриц рассеяния  $T$  и  $R$  представляют собой комплексные амплитуды дифракционных гармоник соответственно прошедшего отраженного полей при падении на простую решетку одной из плоских волн спектра  $t$ , у которой амплитуда берется единичной. Матрицы  $T$  и  $R$  могут быть определены известным методом [4].

Учитывая многократное рассеяние в области между решетками, для спектра пространственных гармоник под нижней решеткой получим следующее представление:

$$b = T\varphi_+ et + T\varphi_+ eR\varphi_- eR\varphi_+ et + \dots = T(I - \varphi_+ eR\varphi_- eR)^{-1}\varphi_+ et, \quad (1)$$

а для дифрагированного поля над верхней решеткой

$$\begin{aligned} a &= r + T\varphi_- eR\varphi_+ et + T\varphi_- eR\varphi_+ eR\varphi_- eR\varphi_+ et + \dots = \\ &= r + T\varphi_- eR(I - \varphi_+ eR\varphi_- eR)^{-1}\varphi_+ et, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $I$  — единичная матрица,  $\varphi_{\pm}$  — диагональные матрицы с элементами  $\exp[\mp ik(\frac{n}{x} - \sin \alpha)\delta]$ , учитывающие параллельный сдвиг нижней решетки по оси  $Oy$  на величину  $\delta$ ,  $e$  — диагональная матрица с элементами  $\exp\left(ik\left[1 - \left(\frac{n}{x} - \sin \alpha\right)^2\right]^{1/2}a\right)$ , где  $n$  — номер гармоники,  $x = \frac{kl}{2\pi} = \frac{l}{\lambda}$ ,  $\lambda$  — длина волны.

При вычислении по формулам (1) и (2) матрицы рассеяния  $T$  и  $R$  берутся конечных размеров. Установлено, что в матрицах  $T$  и  $R$  достаточно учитывать те элементы, которые соответствуют гармоникам с номерами, по абсолютной величине не превосходящими  $1 + |k|$ , где  $k$  — номер старшей из распространяющихся гармоник.

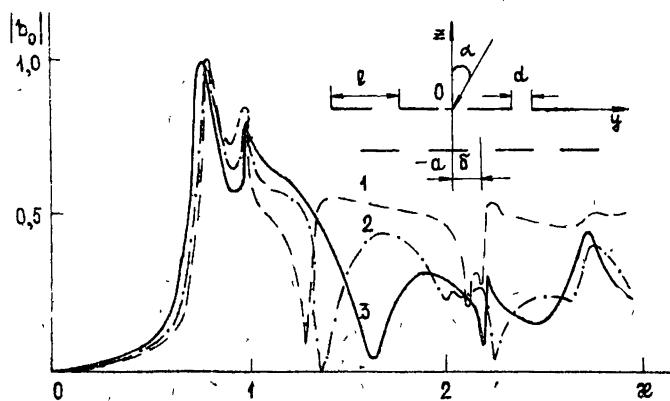
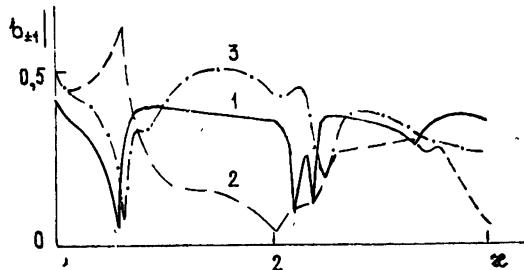


Рис. 1. Частотная зависимость коэффициента прохождения  $E$ -поляризованной электромагнитной волны;  $\alpha = 0^\circ$ ,  $u = 0$ ,  $a/l = 0.5$ ,  
1 —  $\delta = 0$ , 2 —  $\delta = 0.25 l$ , 3 —  $\delta = 0.5 l$ .

Численный анализ и экспериментальная проверка позволили сделать следующие выводы. В одноволновом диапазоне  $x < (1 + |\sin \alpha|)^{-1}$  чем больше расстояние между решетками, тем слабее влияет сдвиг нижней решетки по оси  $Oy$  на положение интерференционных экстремумов и ширину резонансной кривой нулевой гармоники дифракционного спектра. Влияние сдвига оказывается слабым уже при  $a/l = 0,5$ .

Двухслойные решетки со сдвигом  $\delta = l/2$  могут быть использованы для повышения механической прочности антенных обтекателей. Типичная частотная характеристика такой решетки приведена на рис. 1.

В коротковолновом диапазоне сдвиг нижней решетки по оси  $Oy$  сильно сказывается на поведении не только высших гармоник, но и основной волны. На рис. 1 и 2 приведены зависимости амплитуд основной волны  $|b_0|$ , первой отрицательной  $|b_{-1}|$  и первой положительной  $|b_{+1}|$  гармоник прошедшего поля от частоты при различных значениях величины сдвига  $\delta$  в случае  $E$ -поляризации.



В табл. 1 даны отношения амплитуд положительных и отрицательных гармоник для случая  $\alpha = 1,18$  и  $\delta/l = 0,25$ , полученные теоретически и экспериментально. Сравнение результатов показывает, что увеличение  $a/l$  приводит к приближению теоретических значений к экспериментальным.

Таблица 1

$a/l$	0,056	0,11	0,25	0,5
$\left(\frac{ b_{+1} }{ b_{-1} }\right)_{\text{теор}}$	0,72	0,66	0,68	1,22
$\left(\frac{ b_{+1} }{ b_{-1} }\right)_{\text{эксп}}$	0,65	0,70	0,64	1,19
$ b_0 _{\text{теор}}$	0,28	0,36	0,56	0,58
$ b_0 _{\text{эксп}}$	0,32	0,42	0,51	0,55

Двухслойная решетка со сдвигом  $\delta \neq 0, l/2$  представляет собой несимметричную структуру, в которой положительные и отрицательные гармоники могут существенно различаться по амплитуде. Установлено, что наибольшая асимметрия дифракционного поля наблюдается при  $\delta \approx 0,25 l$  и в случае, когда ширина щели больше ширины ленты.

Таким образом, приведенный анализ показывает, что сдвиг одной из решеток, образующих двухслойную структуру, можно использовать для управления распределением энергии в дифракционном спектре.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Техника субмиллиметровых волн, под редакцией Валитова Р. А., изд. Сов. радио, М., 1969, стр. 477.
2. В. А. Капулин, Обтекатели антенн СВЧ, изд. Сов. радио, М., 1974, стр. 240.
3. В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб, Дифракция волн на решетках, изд. ХГУ, Харьков, 1973, стр. 287.
4. В. П. Шестопалов, Метод задачи Римана — Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн, изд. ХГУ, Харьков, 1971, стр. 400.