

как его величина заметно изменяется (в рассматриваемом случае отрицательных  $B_1$  — уменьшается). Это можно использовать для экспериментального обнаружения эффектов негауссовой статистики. Необходимая при этом дисперсия  $\sigma_{\psi}^2$  достаточно просто находится из измерений ослабления когерентного лазерного пучка слабошероховатым диффузором в оптической фурье-системе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Goodman J. W. In Laser Speckle and Related Phenomena. — Berlin Springer-Verlag, 1975, p. 9.
2. Jakeman E., Pusey P. N. — J. Phys. A., 1975, 8, № 3, p. 369.
3. Escamilla H. M. — Opt. Acta, 1978, 25, № 8, p. 777.
4. Хусу А. П., Витенберг Ю. Р., Пальмов В. А. Шероховатость поверхностей — М.: Наука, 1975. — 343 С
5. Малахов А. Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. — М.: Сов. радио, 1978 — 376 С.
6. Коблянский Ю. В., Курашов В. Н., Машенко А. И. — УФЖ, 1981, 26, № 10, с. 1615.
7. Marcinkiewicz J. — Math. Zeitschr., 1938, 44, № 4, p. 612.

Киевский государственный университет

Поступила в редакцию  
4 февраля 1983 г.,  
в окончательном варианте  
14 июня 1983 г.

УДК 621.396.677

### К ИССЛЕДОВАНИЮ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С РЕФЛЕКТОРОМ

Э. М. Инспекторов

Характеристики антенных решеток с рефлектором обычно рассчитывают по приближенной методике [1], полагая рефлектор бесконечным. Конечные размеры рефлектора можно приближенно учесть, аппроксимируя его полуплоскостью [2]. Можно для анализа применить численные методы, развитые в [3] и [4], где задача сводится к интегральным уравнениям Фредгольма I рода или интегродифференциальным уравнениям. В данной работе используется интегральное уравнение Фредгольма II рода для магнитного поля, имеющее ряд преимуществ, применение которого к исследованию дифракции на тонких экранах рассмотрено в [5] для  $H$ -поляризации.

В работе решается задача дифракции поля решетки на идеально проводящем рефлекторе с кромками конечной толщины. Рассмотрена двумерная задача и случай  $E$ -поляризации.

Пусть источником первичного поля является система  $M$  нитей электрического тока, ориентированных в направлении оси  $z$  (см рис. 1). Меняя сдвиг фазы  $\psi$  между нитями, можно управлять диаграммой направленности. На поверхности рефлектора наводится электрический поверхностный ток  $I_z^2$ , уравнение для определения которого имеет вид

$$I_z^2(u_2) + 2 \oint_l I_z^2(u_1') \frac{\partial G}{\partial u_1} dl = -2 \sum_{m=1}^M \frac{\partial G_m}{\partial u_1} e^{-l(m-1)\psi}. \quad (1)$$

Здесь применена ортогональная криволинейная система координат  $u_1, u_2, z$ , где  $u_1$  и  $u_2$  направлены соответственно по нормали и касательной к контуру  $l$ ;  $G$  — двумерная функция Грина для свободного пространства; штрихом обозначена перемешанная точка интегрирования. Уравнение (1) аналогично использованному в [6] и отличается от него только правой частью.

При численном решении контур  $l$  разбивался на  $N$  интервалов и уравнение (1) сводилось к системе  $N$  алгебраических уравнений. Вычислительная схема, по которой велось решение, приведена в [2]. Величина интервала на кромках составляла  $0,05\lambda$ , на остальной части рефлектора не превышала  $0,15\lambda$  при  $\psi=0$  и  $0,1\lambda$  при  $\psi=0,707\pi$  (в этом случае имеются более резкие осцилляции тока).

По найденным токам  $I_z^2$  и заданным сторонним токам определяются компоненты поля. Для  $E_z$  имеем

$$E_z = - \oint_l I_z^s(u_2') t \omega \mu G dl - t \omega \mu \sum_{m=1}^M G_m e^{-i(m-1)\psi} . \quad (2)$$

В [5] показана возможность замены замкнутого контура интегрирования  $l$  незамкнутым. Поскольку эти выводы справедливы и для  $E$ -поляризации в (1) и (2), контур  $l$  включал помимо освещенной стороны и кромок рефлектора участки длиной  $\lambda$ , простирающиеся в область тени.

Для оценки точности полученного решения проверялось выполнение условия  $E_z=0$  на поверхности рефлектора. Отклонение  $E_z$ -компоненты (определяемой по формуле (2)) от нуля не превышало 1,5% амплитуды первичного поля.

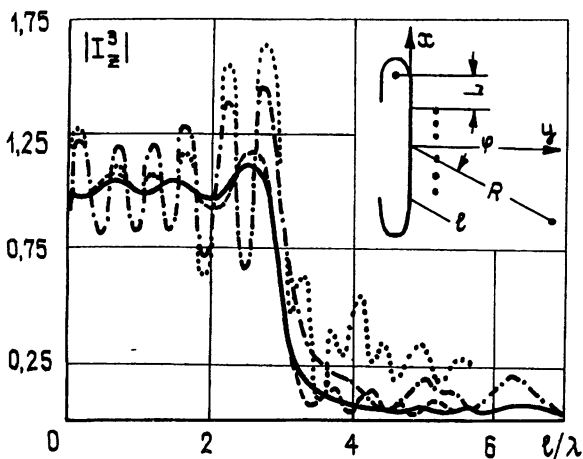


Рис. 1.

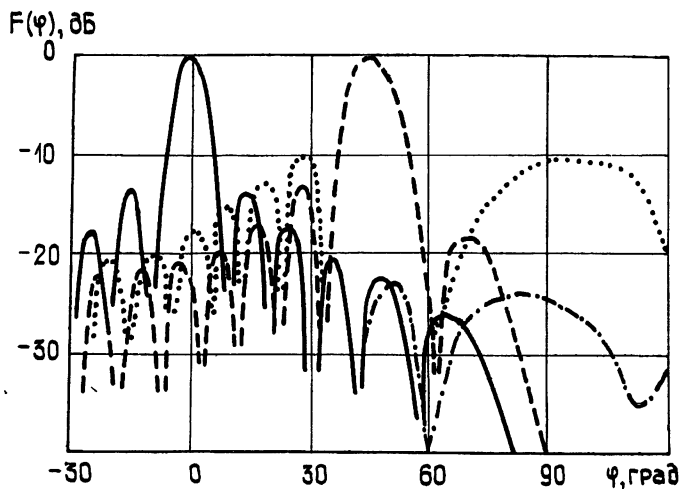


Рис. 2.

Расчетная модель (см. рис. 1) представляет собой решетку из  $M$  нитей электрического тока, отстоящих на  $\lambda/2$  друг от друга. На расстоянии  $\lambda/4$  от решетки расположен рефлектор с закругленными кромками радиуса  $a=0,19\lambda$ . Такая модель приближенно имитирует решетку вибраторных излучателей в плоскости вектора  $H$ . Толщина рефлектора  $2a$  достаточно велика, и погрешности, рассмотренные в [5], влияния не оказывают. Размер рефлектора  $L$  изменялся от 0 до  $2\lambda$ . Число излучателей  $M$  равно 12, сдвиг фазы между излучателями  $\psi$  менялся от 0 до  $0,707\pi$ .

На рис. 1 приведены распределения поверхностного тока для половины ( $x < 0$ ) контура рефлектора. Сплошной линией дано распределение для  $\psi=0$  и  $L=2\lambda$ , штрих-

пунктирной — для  $\psi=0,707\pi$  и  $L=\lambda$ , штриховой — для  $\psi=0$  и  $L=\lambda$  и пунктирной — для  $\psi=0,707\pi$  и  $L=\lambda$ . Распределение тока на освещенной стороне при  $L=2\lambda$  практически совпадает с  $2H_{tg}^{над}$ , отклонения амплитуды тока от этого значения растут с уменьшением  $L$  и увеличением  $\psi$ . При  $\psi \neq 0$  резко возрастает амплитуда тока, затекающего в область тени.

При расчете поля в освещенной области компонента  $E_z$  определялась по формуле (2) в точках, расположенных по дуге окружности в дальней зоне в интервале углов  $-120^\circ \leq \varphi \leq 120^\circ$ . Диаграммы направленности нормировались по отношению к максимуму. Для сравнения: рассчитывалась также диаграмма направленности по методике [1] для  $L=\infty$ .

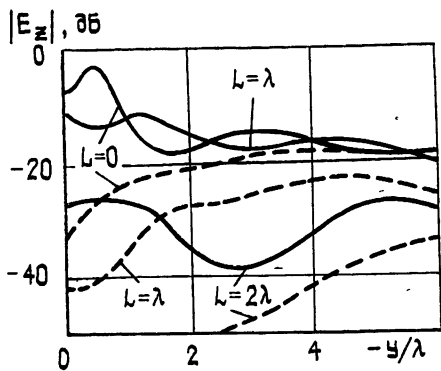
На рис. 2 приведены диаграммы направленности для  $L=\infty$  и  $L=\lambda/4$ . Сплошной линией даны диаграммы при  $\psi=0$  и  $L=\infty$ , штрихпунктирной — при  $\psi=0$  и  $L=\lambda/4$ , штриховой — при  $\psi=0,707\pi$  и  $L=\infty$  и пунктирной — при  $\psi=0,707\pi$  и  $L=\lambda/4$  (в двух последних вариантах направление максимума соответствует  $\varphi=45^\circ$ ). Диаграммы направленности для конечного размера  $L$  отличаются от случая  $L=\infty$  возрастанием уровня боковых лепестков и увеличением излучения вблизи  $\varphi=\pm 90^\circ$ . Различия растут с уменьшением  $L$  и увеличением  $\psi$ . Наибольшие различия имеются вблизи  $\varphi=\pm 90^\circ$ . Хорошее совпадение с приближенным расчетом [1] (возрастание уровня первых боковых лепестков не более чем на 1 дБ) получается для  $\psi=0$  при  $L \geq \lambda/4$ , а для  $\psi=0,707\pi$  при  $L \geq \lambda/2$ .

При исследовании поля в области тени компонента  $E_z$  рассчитывалась по формуле (2) на оси симметрии ( $x=0$ ) и в плоскости, отстоящей от оси симметрии на  $\lambda/4$  ( $x=\lambda/4$ ).

Зависимость ослабления поля по отношению к первичному от расстояния до рефлектора приведена на рис. 3 для нескольких вариантов размера  $L$  при  $\psi=0$ . Сплошные линии соответствуют плоскости  $x=0$ , а штриховые —  $x=\lambda/4$ . Видно, что на оси симметрии ослабление поля минимально, поскольку здесь дифрагировавшие в область тени поля складываются в фазе. На расстоянии  $\lambda/4$  от оси симметрии вблизи рефлектора дифрагировавшие поля противофазны, поэтому ослабление здесь максимально.

Полученные результаты могут быть использованы для оценки уровня излучения под углами, близкими к  $\varphi=\pm 90^\circ$ , и уровня боковых лепестков в диаграмме направленности сканирующих антенных решеток с рефлектором конечных размеров, а также оценки экранирующих свойств рефлектора.

Рис. 3.



#### ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Г. З. Коротковолновые антенны. — М.: Связьиздат, 1962, с. 289
2. Пименов Ю. В., Метрикин Р. А. — Электросвязь, 1974, № 12, с. 54
3. Давыдов А. Г., Захаров Е. В., Пименов Ю. В. — ДАН СССР, 1981, 261, № 2, с. 338.
4. Назарчук З. Т. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 4, с. 701
5. Инспекторов Э. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 10, с. 1099
6. Инспекторов Э. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 4, с. 480.

Гомельский государственный университет

Поступила в редакцию  
10 марта 1983 г.,  
после сокращения  
3 октября 1983 г.

УДК 621.372.8.09

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДЕ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДОЙ

Э. Д. Газазян, Э. М. Лазиев, А. Д. Тер-Погосян

В работе [1] была определена плотность энергии  $E$ - и  $H$ -типов волн, распространяющихся в регулярном волноводе, заполненном движущейся средой. Предполагалось, что в системе отсчета, где среда покоится, она обладает временной диспер-