

## ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.874

### РАДИОПОГЛОЩАЮЩАЯ СТРУКТУРА НА ОСНОВЕ РЕШЕТОК РЕЗИСТИВНЫХ КВАДРАТОВ

© 2020 г. В. И. Пономаренко<sup>а</sup>, \*, И. М. Лагунов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,  
просп. Акад. Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Российская Федерация

\*E-mail: vponom@gmail.com

Поступила в редакцию 24.04.2019 г.

После доработки 24.04.2019 г.

Принята к публикации 08.07.2019 г.

На основе решения задачи дифракции нормально падающей электромагнитной волны на периодической структуре, состоящей из плоских решеток резистивных квадратов, расположенных в диэлектрическом слое, лежащем на металлическом зеркале, проведены расчеты оптимальных параметров структуры, при которых минимален коэффициент отражения в заданном диапазоне длин волн. Показано, что при числе решеток до трех приближенный расчет коэффициента отражения от мелкочаистой структуры можно проводить методом, при котором решеткам сопоставляются пленки с эффективным поверхностным сопротивлением, вычисляемым на основе решения квазистатической задачи. Также показано, что оптимизированная исследуемая структура имеет меньший уровень отражения по сравнению с оптимизированной известной структурой на основе резистивных пленок.

DOI: 10.31857/S0033849420070098

#### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Поглотитель электромагнитных волн (ПЭВ) на основе сплошных резистивных пленок, разделенных слоями недиспергирующего диэлектрика, как и аналогичный ему ПЭВ на основе проводящих сеток, при заданном числе пленок (сеток) между слоями имеет уровень коэффициента отражения (КО) в рабочем диапазоне частот тем меньший, чем больше толщина структуры по отношению к максимальной длине волны, что характерно для немагнитных ПЭВ [1, 2]. В плане применения ПЭВ в технике СВЧ очевидна актуальность снижения уровня отражения без увеличения их толщины или, что взаимосвязано, уменьшения толщины без увеличения отражения [3–5]. В работе исследуется возможность снижения уровня отражения многопленочного ПЭВ путем его фрагментации, а именно – разбиения пленок на квадратные элементы, разделенные зазорами. Эффективность фрагментации для ПЭВ с одной пленкой показана в [6–8].

Исследуемая структура, изображенная на рис. 1, состоит из  $N$  плоских решеток резистивных квадратов с поверхностными сопротивлениями  $\rho_i$  и стороной  $2s_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, N$ , период структуры  $2b$ .

Решетки находятся в слое диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и делят его на слои с толщинами  $\{d_i\}$ . Структура

расположена на металлическом зеркале, лежащем в плоскости  $z = d$ . Плоская электромагнитная волна, зависящая от времени по закону  $\exp(-i\omega t)$ , поляризована вдоль оси  $x$  и падает на структуру нормально из области свободного пространства  $z < 0$ .

Наряду со структурой, изображенной на рис. 1, исследуется также структура, отличающаяся тем, что соседние решетки смещены относительно друг друга на полпериода по осям  $x$ ,  $y$ .

#### 2. ДИФРАКЦИОННЫЙ И ДИФРАКЦИОННО- КВАЗИСТАТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

Решение задачи дифракции на структуре рис. 1 и на структуре со сдвигом решеток проводилось методом, примененным в работах [2, 6, 9]. Суть метода – решение задачи рассеяния в одномодовом эквивалентном волноводе на основе разделения резистивных элементов на малые прямоугольные элементы, токи которых возбуждают  $E$ -,  $H$ - и  $TEM$ -моды канала Флоке. Число разбиений квадрата на элементы и число учитываемых гармоник канала Флоке выбиралось аналогично предложенному в работах [2, 9], так, чтобы точность вычисления коэффициента отражения по амплитуде составляла 0.002.

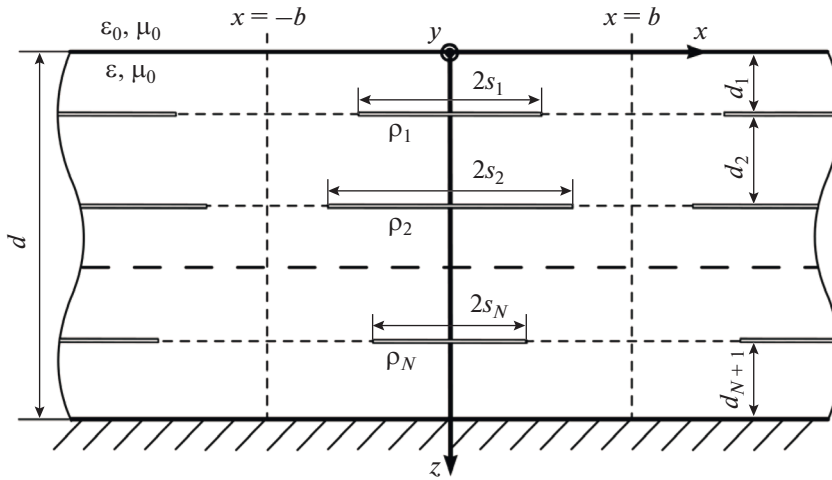


Рис. 1. ПЭВ на основе решеток резистивных квадратов.

Приближенный метод расчета КО, который можно охарактеризовать как дифракционно-квазистатический, основан на замене решеток сплошными пленками, обладающими эффективным резистивно-емкостным поверхностным сопротивлением, с последующим вычислением КО по мощности от многослойной структуры. Сопоставление решеткам сплошных пленок основано на решении задачи теории потенциала для плоской решетки из резистивных лент с поверхностным сопротивлением  $\tilde{\rho}$ , которая находится в квазистатическом электрическом поле [8, 10]. Такая решетка, бесконечная в направлении оси  $y$ , погруженная в среду с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , изображена на рис. 2.

Вектор первичного электрического поля с амплитудой  $E_0$  направлен вдоль оси  $x$ . Эффективное поверхностное сопротивление  $\rho_{\text{эф}}$  вычисляется по формулам

$$\begin{cases} \rho_{\text{эф}} = \tilde{\rho}/B, \\ B = -\frac{2Abk}{\pi^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\psi(t) \arcsin(k \sin t) dt}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 t}}, \\ k = \sin(\pi s/(2b)), \\ A = -2i\omega\epsilon_0\epsilon\tilde{\rho}, \quad i^2 = -1, \end{cases} \quad (1)$$

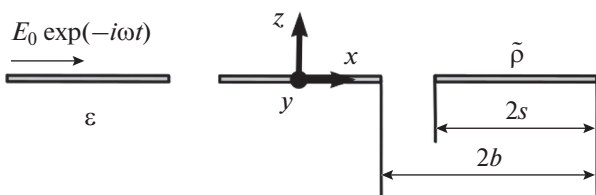


Рис. 2. Плоская решетка из резистивных лент в квазистатическом поле.

где  $2b$  – период,  $2s$  – ширина ленты,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. Функция  $\psi$  является решением следующего интегрального уравнения:

$$\begin{cases} \psi(u) = \frac{2Abk}{\pi^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} K(u,t) \psi(t) dt - \sin u, \\ K(u,t) = \frac{\cos u \ln |\sin(u-t)| - t \sin u}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 t}}. \end{cases} \quad (2)$$

При численном решении уравнения (2) методом сеток учитывалась слабая особенность ядра путем интегрирования в окрестности точки  $t = u$  [10].

Если “ленты” не однородны в направлении оси  $y$ , а составлены из квадратов с поверхностным сопротивлением  $\tilde{\rho}$  и стороной  $2s$ , разделенных зазорами шириной  $(2b - 2s)$ , то таким “лентам” сопоставляется усредненное поверхностное сопротивление, являющееся точным в теории цепей [11]:

$$\langle \tilde{\rho} \rangle = \tilde{\rho} b/s. \quad (3)$$

Сопротивление  $\langle \tilde{\rho} \rangle$  подставляется в формулы (1) на место  $\tilde{\rho}$  при вычислении  $\rho_{\text{эф}}$ .

Коэффициент отражения многослойной структуры с пленками, обладающими эффективными поверхностными сопротивлениями  $\rho_{\text{эф}}$ , вычисляемыми по формулам (1)–(3), находили матричным методом, учитывая соответствие пленки слою толщиной  $\tau \ll d_n$  ( $n = 1, 2, \dots, N + 1$ ) с относительной диэлектрической проницаемостью [12, 13]

$$\tilde{\epsilon} = i/(\omega \tau \epsilon_0 \rho_{\text{эф}}). \quad (4)$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

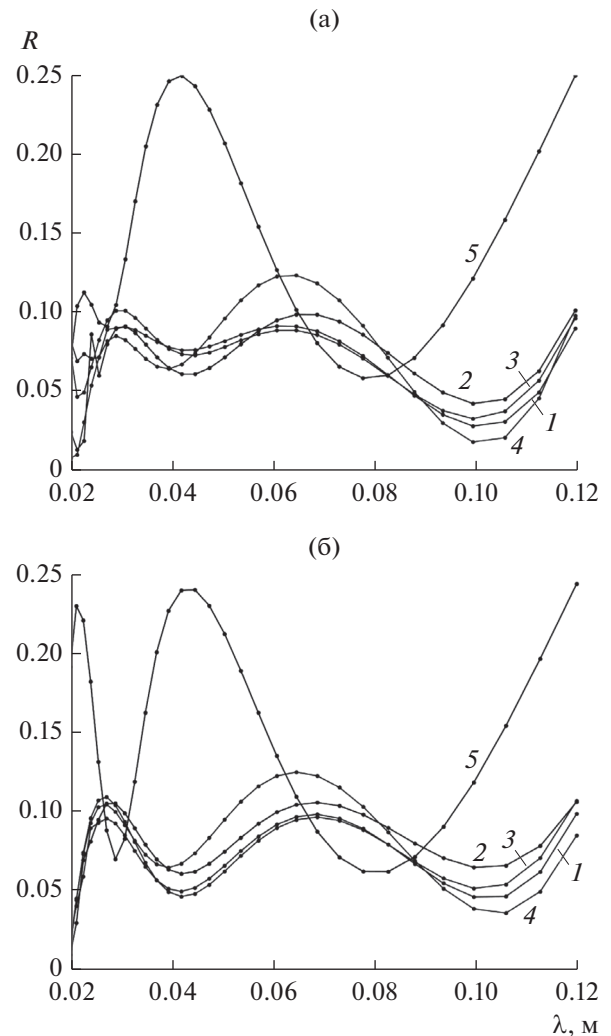
Целевой функцией задачи оптимизации исследуемого ПЭВ являлся минимум максимального значения  $R_{\max}$  КО в рабочем диапазоне длин волн. Параметрами оптимизации являлись величины  $b$ ,  $\varepsilon$ ,  $\{p_i, s_i, d_i\}$ . Оптимизацию проводили при числе решеток  $N = 1 \dots 5$  и различных наборах начальных значений параметров оптимизации как методом координатного спуска, так и методом Монте-Карло [14, 15]. Накладывалось ограничение  $d_i > 0.075 d$  ( $i = 2, \dots, N - 1$ ) на толщины слоев между двумя соседними решетками во избежание такого их сближения в результате оптимизации, при котором две решетки практически сливались бы в одну. Оба метода оптимизации приводили к одинаковым конечным результатам. КО вычислялся на тридцати длинах волн, составляющих геометрическую прогрессию. С целью сравнения оптимизировались также аналоговые структуры на основе сплошных резистивных пленок. Во всех расчетах полагалось  $d = 1$  см. Поскольку в расчетные формулы входят лишь отношения длины падающей волны к геометрическим параметрам, приведенные ниже зависимости КО от длины волны могут быть пересчитаны для других длин волн соответствующим масштабированием геометрических параметров.

Результаты численных расчетов приведены на рис. 3а, 3б. Кривые 3, 4 строились при оптимальных значениях параметров, соответствующих кривым 1, 2. Значения оптимальных параметров приведены в таблице 1.

Обращает на себя внимание некоторое преимущество структуры с двумя решетками ( $R_{\max} = 9.1\%$ ) перед структурой с тремя решетками ( $R_{\max} = 10.1\%$ ), что, по-видимому, можно объяснить наложением условия ограничения минимальной толщины диэлектрической прослойки между соседними решетками.

Из рис. 3а, 3б и таблицы видно, что оптимизированные структуры на основе решеток резистивных квадратов имеют существенно лучший показатель эффективности  $R_{\max}$  по сравнению с оптимизированными аналоговыми структурами на основе сплошных резистивных пленок.

Как видно из рис. 3а, 3б, приближенный дифракционно-квазистатический метод расчета КО для структур со сдвигом соседних решеток имеет меньшую точность, чем при отсутствии сдвига. Последнее объясняется тем, что при сдвиге токи смещения в решетке замыкаются не только через область зазора между соседними квадратами этой решетки, но и через токи проводимости в квадратах соседних решеток, и это не коррелирует с принятым при выводе формул (1), (2) предположением, что одиночная решетка из лент окруже-



**Рис. 3.** Зависимость КО по мощности от длины волны для оптимальных структур с двумя (а) и тремя (б) резистивными решетками или пленками: 1 – структура без сдвига, дифракционный расчет; 2 – структура со сдвигом соседних решеток, дифракционный расчет; 3 – структура без сдвига, дифракционно-квазистатический расчет; 4 – структура со сдвигом, дифракционно-квазистатический расчет; 5 – аналоговая структура со сплошными резистивными пленками.

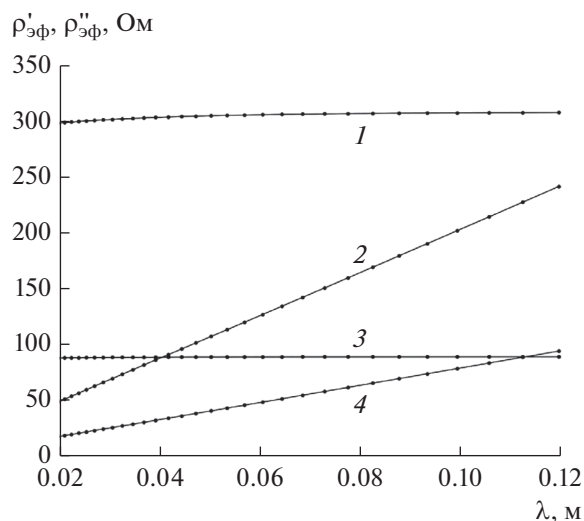
на бесконечной диэлектрической среде. По этой же причине при  $N > 3$  точность дифракционно-квазистатического метода расчета КО снижается по сравнению с проиллюстрированной на рис. 3а, 3б, поскольку наращивание числа решеток без увеличения толщины структуры приводит к уменьшению расстояния между соседними решетками.

С целью проверки критичности исследованных структур к отклонению параметров от оптимальных, наборы значений последних увеличивались на 2% и затем настолько же уменьшались. При этом  $R_{\max}$  в расчетном частотном диапазоне отклонялся от оптимального на величину до 0.015.

**Таблица 1.** Оптимальные параметры структур с двумя и тремя резистивными решетками или пленками

Параметр	Две решетки или пленки			Три решетки или пленки		
	без сдвига	со сдвигом	сплошные пленки	без сдвига	со сдвигом	сплошные пленки
$R_{\text{макс}}, \%$	9.1	10.1	25.0	9.9	10.6	24.4
$b, \text{мм}$	6.51	6.35	—	6.35	6.35	—
$\epsilon$	4.52	3.99	3.12	3.78	3.82	3.88
$\rho_1, \text{Ом}$	143	136	305	157	152	444
$\rho_2, \text{Ом}$	71	62	163	69	67	407
$\rho_3, \text{Ом}$	—	—	—	207	207	229
$s_1, \text{мм}$	4.60	4.60	—	4.60	4.74	—
$s_2, \text{мм}$	5.98	5.70	—	5.98	5.80	—
$s_3, \text{мм}$	—	—	—	5.72	5.61	—
$d_1, \text{мм}$	3.77	3.45	3.08	3.26	3.09	0.78
$d_2, \text{мм}$	3.40	3.72	5.50	3.67	3.84	3.05
$d_3, \text{мм}$	2.83	2.83	1.42	2.26	2.28	3.10
$d_4, \text{мм}$	—	—	—	0.81	0.79	3.07

На рис. 4 приведены зависимости от длины волны вещественной  $\rho'_{\text{эф}}$  и мнимой  $\rho''_{\text{эф}}$  частей эффективного поверхностного сопротивления первой решетки, имеющей по оси  $z$  координату  $d_1$ , и



**Рис. 4.** Зависимость компонент эффективного поверхностного сопротивления решеток от длины волны оптимизированной структуры без сдвига с двумя решетками: 1 — вещественная часть эффективного поверхностного сопротивления первой решетки; 2 — мнимая часть эффективного поверхностного сопротивления первой решетки; 3 — вещественная часть эффективного поверхностного сопротивления второй решетки; 4 — мнимая часть эффективного поверхностного сопротивления второй решетки.

второй решетки, имеющей по той же оси координату  $d_1 + d_2$  для оптимизированной структуры с двумя решетками без их сдвига. Видно, что вещественные части  $\rho_{\text{эф}}$  существенно отличаются от поверхностного сопротивления квадратов  $\rho_1, \rho_2$  из таблицы, а мнимые части, которые имеют смысл емкостной компоненты  $\rho_{\text{эф}}$ , возрастают почти линейно с ростом длины волны.

При числе решеток  $N = 4, 5$  значения  $R_{\text{макс}}$  изменяются по сравнению с тремя решетками не более чем на 0.004 как для исследуемых структур на основе решеток со сдвигом и без него, так и для аналоговой структуры.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе решения задачи дифракции на периодической структуре из плоских решеток резистивных квадратов, расположенных в слое диэлектрика, лежащем на металлическом зеркале, построены оптимальные частотные зависимости коэффициента отражения для двух вариантов структуры — со смещением соседних решеток и без него. Показано преимущество такой структуры в качестве радиопоглощающей над известной структурой на основе сплошных резистивных пленок. Предложен приближенный дифракционно-квазистатический метод расчета коэффициента отражения от структуры, являющийся существенно более простым в вычислительном плане по сравнению с дифракционным. Показано, что в расчетном диапазоне длин волн 2...12 толщин

структуры наращивание числа решеток от двух до пяти не приводит к существенному изменению эффективности ПЭВ. Оценена критичность исследованной структуры к отклонению ее параметров от оптимальных.

Результаты работы могут быть использованы для создания ПЭВ разного рабочего диапазона частот с проводящими квадратами в качестве элементов, диссипирующих электромагнитную энергию.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алимин Б.Ф. // Зарубеж. радиоэлектроника. 1989. № 2. С. 75.
2. Пономаренко В.И., Лагунов И.М. // РЭ. 2017. Т. 62. № 7. С. 657.
3. Rozanov K.N. // IEEE Trans. 2000. V. AP-48. № 8. P. 1230.
4. Li W., Chen M., Zeng Zh. et al. // Composites Sci. Technol. 2017. V. 145. P. 10.
5. Watts C.M., Liu X., Padilla W.J. // Adv. Mater. 2012. V. 24. P. OP98.
6. Пономаренко В.И., Лагунов И.М. // Электромагнитные волны и электрон. системы. 2018. № 6. С. 30.
7. Пономаренко В.И., Журавлев С.И. // РЭ. 1992. Т. 37. № 5. С. 812.
8. Пономаренко В.И., Мирвицкий Д.И., Будагян И.Ф. // Радиотехника. 1984. Т. 39. № 11. С. 68.
9. Пономаренко В.И., Лагунов И.М. Композиционные материалы: разработка и применение. Новосибирск: АНС "СибАК". 2017. С. 112.
10. Пономаренко В.И. // Изв. вузов. Электромеханика. 1982. № 5. С. 518.
11. Казанцев Ю.Н., Бабаян В.А., Казанцева Н.Е. и др. // РЭ. 2013. Т. 58. № 3. С. 264.
12. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Мир, 1970.
13. Пономаренко В.И., Куприянов И.К., Журавлев С.И. // РЭ. 1992. Т. 37. № 2. С. 346.
14. Васильев Ф.П. Методы оптимизации. М.: Факториал Пресс, 2001.
15. Биндер К., Хеерман Д.В. Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике. М.: Физматлит, 1995.