

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.874;621.396

РАДИОПОГЛОТИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ИСКУССТВЕННОГО МАГНИТНОГО ПРОВОДНИКА И РЕЗИСТИВНОЙ ПЛЕНКИ

© 2022 г. Ю. Н. Казанцев^{а, *}, Г. А. Крафтмахер^а, В. П. Мальцев^а, В. С. Солосин^{а, б}^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация^бИнститут теоретической и прикладной электродинамики РАН,
ул. Ижорская, 13, Москва, 125412 Российская Федерация

*E-mail: yukazantsev@mail.ru

Поступила в редакцию 14.09.2020 г.

После доработки 14.11.2021 г.

Принята к публикации 16.11.2021 г.

Представлены аналитические выражения для частотно-угловых зависимостей коэффициента отражения от радиопоглотителя (РП) на основе резистивной пленки с сопротивлением 120π Ом и искусственного магнитного проводника (ИМП) в составе пары емкостных решеток и электропроводящего экрана. Показано, что отношение ширины полосы поглощения РП к его толщине составляет $4\pi/3$. С помощью численного расчета найдены расстояния между резистивной пленкой и парой решеток, при которых коэффициент отражения на резонансной частоте минимален.

DOI: 10.31857/S0033849422040064

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы существенно расширилась область применения так называемых метаматериалов, т.е. материалов и структур с необычными электромагнитными свойствами. Так, метаматериалы стали использоваться при создании эффективных радиопоглотителей (РП) [1–7]. Особенное значение в этой области приобрели искусственные магнитные проводники (ИМП), иначе – структуры с высоким поверхностным импедансом [8–11].

Радиопоглотители на основе ИМП можно рассматривать как модификацию известного РП Солсбери [12], который представляет собой резистивную пленку с сопротивлением, равным волновому сопротивлению свободного пространства (120π Ом), расположенную на расстоянии четверти длины волны от электропроводящего экрана в плоскости, в которой волновой импеданс бесконечно велик. Очевидным недостатком РП Солсбери является его сравнительно большая толщина. Поскольку толщина ИМП обычно мала по сравнению с четвертью длины волны, то его применение в РП в качестве структуры с высоким поверхностным импедансом обещает заметные преимущества. Впервые такое применение было предложено в работе [8], а затем развито в работе [13], в которой в качестве ИМП выбрана грибовидная структура [14].

В данной статье рассмотрены характеристики РП на основе ИМП, выполненного из пары близ-

ко расположенных емкостных решеток и электропроводящего экрана [15–17].

1. СТРУКТУРА РП И ЕГО ЧАСТОТНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Структура РП показана на рис. 1а. В ее состав входят следующие основные элементы: резистивная пленка 1 с сопротивлением, равным сопротивлению свободного пространства, пара емкостных решеток 2 (рис. 1б), разделенных диэлектрическим слоем с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2.25$ и электропроводящий экран 3, отделенный от пары решеток слоем диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 1.05$. Емкостные решетки сдвинуты по отношению друг к другу по обеим координатам на половину периода. Все размеры, указанные на рис. 1а, 1б, малы по сравнению с длиной волны λ и, кроме того, удовлетворяют следующим условиям: $a \ll b$, $d \ll b$, $2a = 0.5$ мм, $2d = 0.1$ мм. Для предварительного анализа РП и определения максимально достижимых характеристик, например, $\Delta\lambda/D$ (отношение ширины полосы поглощения к толщине), нами получены аналитические выражения для частотно-угловых зависимостей коэффициента отражения от РП.

На схеме РП, изображенной на рис. 1в, сечения 1–1 и 2–2 лежат соответственно на правой и левой сторонах пары емкостных решеток, а сече-

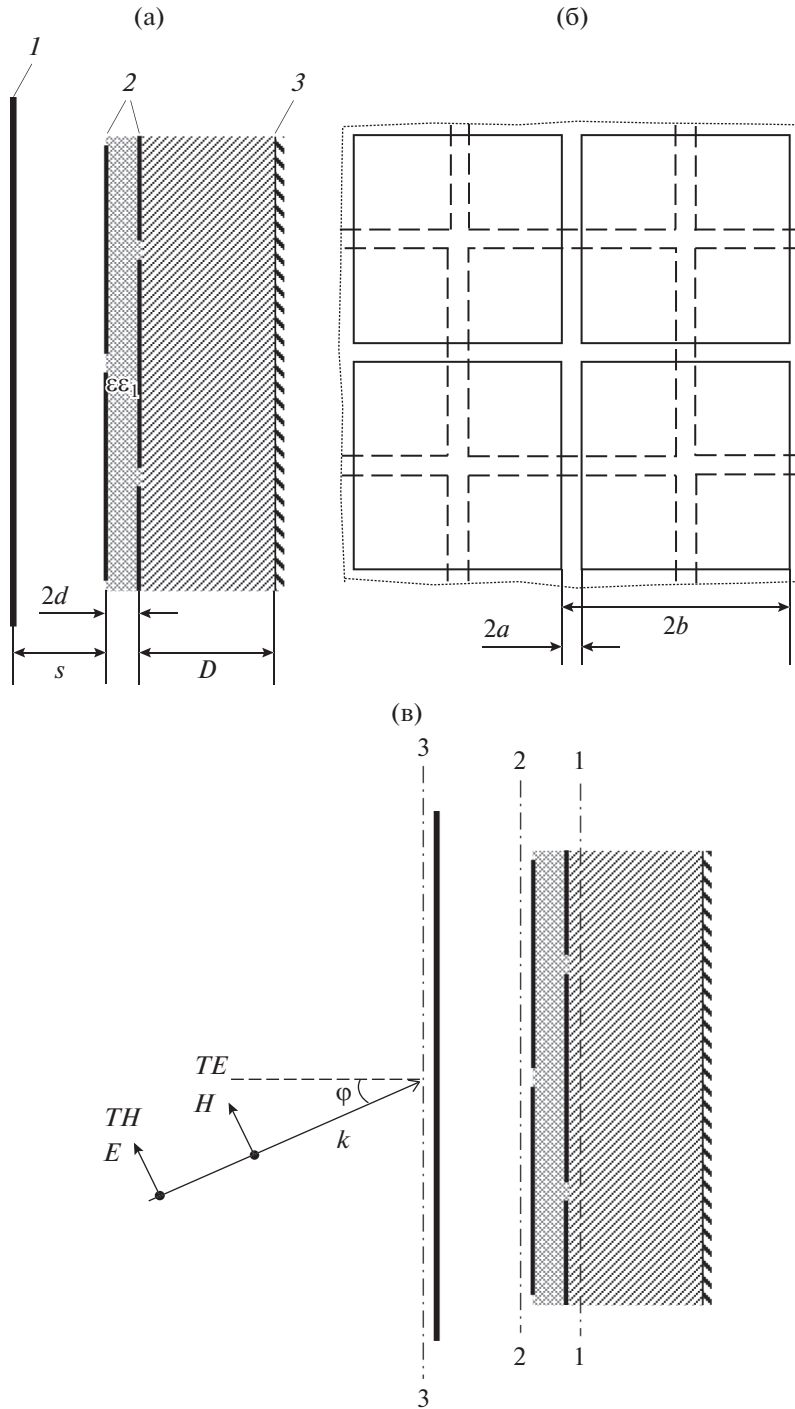


Рис. 1. Радиопоглотитель на основе искусственного магнитного проводника и резонансной пленки: а – структура РП (1 – резистивная пленка, 2 – емкостные решетки, 3 – электропроводящий экран), б – структура пары емкостных решеток, в – схема РП (1–1...3–3 – сечения).

ние 3–3 на левой стороне резистивной пленки. Импедансы в этих сечениях Z_{11} , Z_{22} и Z_{33} связаны следующими соотношениями:

$$Z_{22} = \frac{Z_{11}Z}{Z_{11} + Z}, \tag{1}$$

$$Z_{33} = \frac{Z_{22}}{1 + Z_{22}}, \tag{2}$$

где

$$Z = -j \frac{d\lambda}{\pi(b - 2a)b\epsilon} \tag{3}$$

– импеданс пары емкостных решеток [15] и

$$Z_{11} = j \frac{2\pi D}{\lambda} \begin{cases} 1 & \text{— для волн } TE\text{-поляризации,} \\ [1 - \sin^2(\varphi)/\varepsilon_1] & \text{— для волн } TM\text{-поляризации,} \end{cases} \quad (4)$$

где φ — угол падения плоской волны на РП.

Импеданс Z_{22} стремится к бесконечности при условии

$$Z_{11} + Z = 0, \quad (5)$$

что соответствует резонансу в объеме между решетками и экраном. В формулах (1)–(5) все импедансы нормированы на волновое сопротивление свободного пространства, а формула (4) получена для условия $2\pi D\sqrt{\varepsilon_1}/\lambda \ll 1$. Используя выражения (3)–(5), легко получить формулы для резонансных длин волн:

$$\lambda_{p1,2}^2 = \frac{2\pi^2 D(b - 2a)b\varepsilon}{d} \begin{cases} 1 & \text{— для волн } TE\text{-поляризации,} \\ [1 - \sin^2(\varphi)/\varepsilon_1] & \text{— для волн } TM\text{-поляризации,} \end{cases} \quad (6)$$

где индексы 1, 2 соответствуют TE - и TM -поляризации.

Коэффициент отражения R от РП при наклонном падении волн рассчитывается по известным формулам отражения от импедансной плоскости

$$R = \begin{cases} \frac{Z_{33} - 1/\cos \varphi}{Z_{33} + 1/\cos \varphi} & \text{— для волн } TE\text{-поляризации,} \\ \frac{Z_{33} - \cos \varphi}{Z_{33} + \cos \varphi} & \text{— для волн } TM\text{-поляризации,} \end{cases} \quad (7)$$

или с использованием формул (1)–(6):

$$|R|^2 = \begin{cases} \frac{A^2 + (1 - \cos \varphi)^2}{A^2 + (1 + \cos \varphi)^2} & \text{— для волн } TE\text{-поляризации,} \\ \frac{A^2 \cos^2 \varphi + (1 - \cos \varphi)^2}{A^2 \cos^2 \varphi + (1 + \cos \varphi)^2} & \text{— для волн } TM\text{-поляризации,} \end{cases} \quad (8)$$

где

$$A = \frac{\pi(b - 2a)b\varepsilon}{d\lambda} \left(1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_{p1,2}^2} \right). \quad (9)$$

Для случая нормального падения плоской волны на РП выражение $|R|^2$ приобретет следующий вид:

$$|R|^2 = \left[\left(\frac{4\pi D}{\lambda(1 - \lambda_p^2/\lambda^2)} \right)^2 + 1 \right]^{-1}. \quad (10)$$

Из выражения (10) легко получить формулу для $\Delta\lambda/D$:

$$\frac{\Delta\lambda}{D} = 4\pi \sqrt{\frac{r^2}{1 - r^2}}, \quad (11)$$

где r^2 — коэффициент отражения (по мощности) на краях рабочего диапазона РП. При $r^2 = 0.1$ получаем

$$\frac{\Delta\lambda}{D} = \frac{4\pi}{3} \approx 4.19. \quad (12)$$

Представленные здесь формулы для частотно-угловой зависимости коэффициента отражения от РП были получены в предположении, что по-

верхность магнитного проводника однородна и взаимовлияние между резистивной пленкой и емкостными решетками отсутствует. Однако в реальности поверхность магнитного проводника однородной не является, а указанное выше взаимодействие имеет место. Поэтому естественно предположить, что на эффективность поглощения энергии резистивной пленкой влияют такие факторы, как период решетки, длина волны и величина зазора между резистивной пленкой и решетками. Для оценки этого влияния был проведен численный расчет частотных зависимостей коэффициента отражения от РП с учетом указанных факторов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Численная оценка эффективности поглощения энергии резистивной пленкой была проведена для нормального падения плоской волны на РП и трех периодов решеток (2.5, 5 и 10 мм) в двух областях резонансных частот: 4.1...4.5 и 2.16...2.21 ГГц при $\varepsilon = 2.25$, $\varepsilon_1 = 1.05$. Так, на рис 2а приведены частотные зависимости коэффициента отражения от РП со следующими размерами структуры: $2b = 5$ мм, $2a = 0.5$ мм, $2d = 0.1$ мм, $D = 1$ мм для нескольких значений s промежутка между рези-

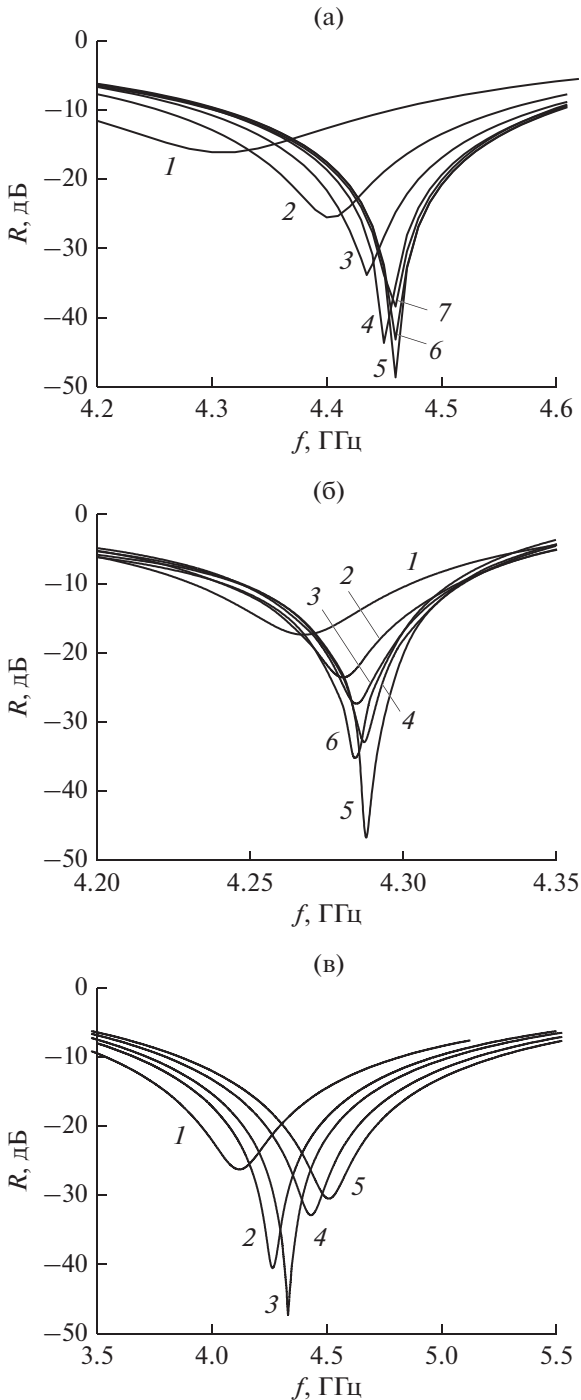


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента отражения от РП со следующими различающимися параметрами структуры: а) $2b = 5$ мм, $D = 1$ мм и $s = 0.1$ (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.5 (4), 0.7 (5), 0.9 (6), 1.2 (7); б) $2b = 10$ мм, $D = 0.2$ мм и $s = 0.5$ (1), 0.8 (2), 1 (3), 2 (4), 2.7 (5), 3 (6); в) $2b = 2.5$ мм, $D = 5$ мм и $s = 0.025$ (1), 0.04 (2), 0.05 (3), 0.075 (4), 0.1 (5).

стивной пленкой и решетками. Легко видеть, что существует некоторое значение $s = s_{\text{опт}}$, при котором глубина резонансного провала кривой мак-

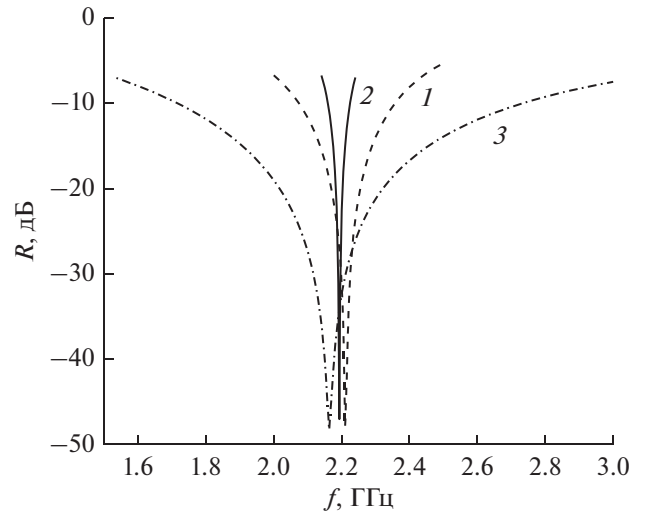


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента отражения от РП (со следующими параметрами структуры) с общими параметрами структуры: $2a = 0.5$ мм, $2d = 0.1$ мм, $\epsilon = 2.25$, $\epsilon_1 = 1.05$, и разными: $2b = 5$ мм, $D = 4$ мм, $s_{\text{опт}} = 0.16$ мм (кривая 1), $2b = 10$ мм, $D = 1$ мм, $s_{\text{опт}} = 1$ мм (кривая 2), $2b = 2.5$ мм, $D = 15$ мм, $s_{\text{опт}} = 0.013$ мм (кривая 3).

симальна. При уменьшении s , т.е. при приближении резистивной пленки к поверхности ИМП, вначале происходит увеличение, а по достижении максимума — уменьшение этой глубины, т.е. увеличения коэффициента отражения. Эффект увеличения коэффициента отражения, т.е. уменьшения поглощения энергии резистивной пленкой, обусловлен как фактором неоднородности электрического поля вблизи поверхности ИМП, так и фактором взаимодействия резистивной пленки и решеток, и его можно трактовать как результат уменьшения эффективного сопротивления резистивной пленки из-за воздействия указанных факторов.

На рис. 2б и 2в даны аналогичные зависимости коэффициента отражения от РП для решеток с периодом $2b = 10$ и 2.5 мм соответственно. Значения D подбирались так, чтобы частоты наиболее глубоких резонансных провалов мало отличались друг от друга для всех трех периодов решеток. В табл. 1 приведены характеристики частотных зависимостей коэффициента отражения f_p , $\Delta f/f_p$, $\Delta\lambda$, $\Delta\lambda/D$ (см. рис. 2) и соответствующие параметры РП для случая $s = s_{\text{опт}}$. Величины $\Delta f = f_{\text{max}} - f_{\text{min}}$ и $\Delta\lambda = \lambda_{\text{max}} - \lambda_{\text{min}}$ взяты здесь по уровню -10 дБ.

На рис. 3 представлены частотные зависимости коэффициента отражения от РП также для трех значений периода решеток $2b = 2.5, 5, 10$ мм при $s = s_{\text{опт}}$, но в более низкочастотной области

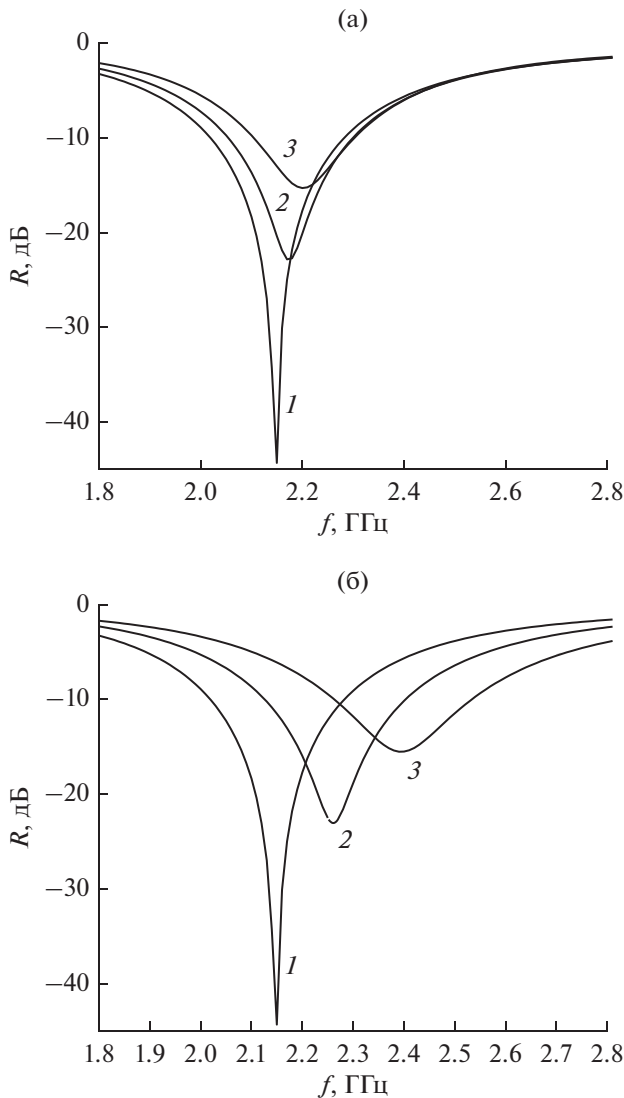


Рис. 4. Рассчитанные частотно-угловые зависимости коэффициента отражения от РП для TE - (а) и TM -поляризации (б) при $\vartheta = 0^\circ$ (1), 30° (2) и 45° (3) и параметрах структуры: $2b = 5$ мм, $2a = 0.5$ мм, $2d = 0.1$ мм, $D = 4$ мм, $s = 0.16$, $\epsilon = 2.25$, $\epsilon_1 = 2.55$.

резонансных частот (в окрестности 2.2 ГГц). В табл. 2 приведены характеристики этих зависимостей при $s = s_{\text{опт}}$ и соответствующие параметры структуры РП. Как следует из табл. 1 и 2 значения отношений $\Delta\lambda/D$ неплохо согласуются с оценкой, данной в разд. 1.

На рис. 4а и 4б приведены рассчитанные частотно-угловые зависимости коэффициента отражения от РП со следующими параметрами структуры: $2b = 5$ мм, $2a = 0.5$ мм, $2d = 0.1$ мм, $D = 4$ мм, $s = 0.16$ мм, $\epsilon = 2.25$, $\epsilon_1 = 2.55$, полученные для волн TE - и TM -поляризации при углах падения волны $\vartheta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$.

Как следует из рис. 4а и 4б смещение резонансной частоты (минимума коэффициента отражения) для волн TE - и TM -поляризации при угле падения 45° составило 2.5% и 11% соответственно. Это смещение может быть существенно уменьшено без изменения полосы поглощения при применении в слое между решетками и экраном диэлектрика с большей диэлектрической проницаемостью.

Сравнивая рассмотренную здесь конструкцию радиопоглотителя с аналогичной на основе грибовидной структуры, следует отметить, что, она, несколько уступая второй в угловой устойчивости для волн TM -поляризации, превосходит ее в простоте и технологичности, так как в ней отсутствуют “ножки грибов”, электрически соединяющие “шляпки” с проводящим экраном.

Следует указать также следующие преимущества конструкции РП:

- возможность уменьшения периода емкостных решеток, что позволяет улучшить характеристики рассеяния РП;
- слабое влияние экрана и резистивной пленки на емкостное сопротивление сдвоенных решеток, что облегчает проектирование РП и при производстве уменьшает влияние погрешностей на его радиотехническое качество.

Все численные расчеты в данном разделе были проведены методом моментов в программе FEKO.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены аналитические выражения для оценки частотно-угловых характеристик коэффициента отражения от РП, состоящего из ИМП на основе пары емкостных решеток и резистивной пленки с сопротивлением 120π Ом. Из этих выражений следует, что величина $\Delta\lambda/D$ для РП такого типа составляет $4\pi/3 \approx 4.19$ по уровню отражения -10 дБ, что несколько больше соответствующей величины для РП Долленбаха, равной 3.2. Корректность этой оценки подтверждена численным расчетом конкретных моделей РП. Путем численных расчетов проведено исследование эффективности поглощения энергии резистивной пленкой в зависимости от следующих факторов: периода решетки, длины волны и величины зазора между резистивной пленкой и парой решеток. Для двух диапазонов частот и трех значений периода решеток найдены значения этого зазора, при которых поглощение в резистивной пленке максимально и, соответственно, коэффициент отражения на резонансной частоте минимален.

Таблица 1. Характеристики частотных зависимостей коэффициента отражения R и соответствующие параметры РП для значений s , при которых R минимален в области резонансных частот 4.1...4.5 и 2.16...2.21 ГГц

Номер рис. 2 и кривых на рис. 3	$2b$, мм	$2a$, мм	$2d$, мм	D , мм	$s_{\text{опт}}$, мм	f_p , ГГц	$\Delta f/f_p$, %	$\Delta\lambda$, мм	$\Delta\lambda/D$, мм
$f = 4.1...4.5$ ГГц									
2а	5	0.5	0.1	1	0.7	4.46	6.5	4.55	4.14
2б	10	0.5	0.1	0.2	2.7	4.29	1.7	1.16	3.87
2в	2.5	0.5	0.1	5	0.05	4.33	30.5	21.1	4.14
$f = 2.16...2.21$ ГГц									
Кривая 1	5	0.5	0.1	4	0.16	2.21	1.27	17	4.15
Кривая 2	10	0.5	0.1	1	1	2.19	3	4.1	4.1
Кривая 3	2.5	0.5	0.1	15	0.013	2.16	46.6	64.5	4.27

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cheng Y., Yang H., Cheng Z., Wu N. // Appl. Phys. A. 2011. V. 102. № 1. P. 99.
2. Bilotti F., Nucci L., Vegni L. // Microwave and Opt. Technol. Lett. 2006. V. 48. № 11. P. 2171.
3. Bilotti F., Toscano A., Alici B.K. et al. // IEEE Trans. 2011. V. EC-53. № 1. P. 63.
4. Wang Ben-Xin, Zhai Xiang, Wang Gui-Zhen et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. № 1. P. 014504.
5. Wu M., Zhao X., Zhang J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. № 5. P. 051101.
6. Pang Y., Wang J., Cheng Q. et al. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. № 10. P. 104103.
7. Astorino M.D., Frezza F., Tedeschi N. // J. Appl. Phys. 2017. V. 121. № 6. P. 063103.
8. Engheta N. // IEEE Antennas and Propagation Soc. Int. Symp. San Antonio. 16–21 Jun. 2002. N.Y.: IEEE, 2002. V. 2. P. 392.
9. Tretyakov S., Maslovski S. // Proc. 33rd Europ. Microwave Conf. Munich. 7 Oct. 2003. N.Y.: IEEE, 2003. P. 1107.
10. Paquay M., Iriarte J.-C., Ederra I. et al. // IEEE Trans. 2007. V. AP-55. № 12. P. 3630.
11. Ra'di Y., Simovski C.R., Tretyakov S.A. // Phys. Rev. Appl. 2015. V. 3. № 3. P. 037001.
12. Salisbury W.W. Absorbent Body for Electromagnetic Waves. US Pat. № 2599944. Publ. 10 Jun. 1952.
13. Simms S., Fusco V. // Electron. Lett. 2005. V. 41. № 24. P. 1311.
14. Sievenpiper D., Zhang L., Broas R.F.J. et al. // IEEE Trans. 1999. V. MTT-47. № 11. P. 2059.
15. Казанцев Ю.Н., Анлеталин В.Н. // РЭ. 2007. Т. 52. № 4. С. 415.
16. Казанцев Ю.Н., Анлеталин В.Н., Солосин В.С. // РЭ. 2008. Т. 53. № 3. С. 316.
17. Казанцев Ю.Н., Анлеталин В.Н., Солосин В.С. // РЭ. 2008. Т. 53. № 8. С. 946.