

## **РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ДИФРАКЦИИ НА МАЛЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ С АНИЗОТРОПНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ ПОВЕРХНОСТИ**

Статья является обзором работ авторов по дифракции электромагнитных волн на объектах, представляющих собой поверхности (замкнутые или незамкнутые), на которых выполняются двухсторонние граничные условия идеальной анизотропной проводимости. Эти объекты даже при малых по сравнению с длиной волны размерах могут обладать резонансными свойствами. При этом резонансы имеют место как в двумерных, так и в трехмерных задачах дифракции.

Объекты в виде замкнутых цилиндров с винтовой проводимостью поверхности обладают поляризационной селективностью по отношению к знаку вращения плоскости поляризации падающей волны (свойство киральности). Киральным рассеивателям и упорядоченным структурам из них посвящены обзоры [1-3].

### **1. Двухсторонние граничные условия анизотропной проводимости, их физический смысл и реализация**

Если анизотропно проводящая поверхность является плоскостью  $z = 0$ , а линии проводимости параллельны и направлены вдоль оси  $x$ , то

$$E_x^+ = E_x^- = 0, \quad E_y^+ = E_y^-, \quad H_x^+ = H_x^-. \quad (1)$$

Физический смысл этих условий состоит в том, что в плоскости  $z = 0$  нет магнитных токов, а поверхностный электрический ток имеет только  $x$ -компоненту.

Нормально падающая на поверхность  $z = 0$  с граничными условиями (1) плоская линейно поляризованная волна  $E_x = \exp(-ikz)$  полностью отражается, т.е. для нее коэффициент прохождения равен нулю ( $T = 0$ ). Плоская волна с ортогональной поляризацией  $E_y = \exp(-ikz)$  проходит через границу  $z = 0$ , не замечая ее; для нее коэффициент отражения равен нулю ( $R = 0$ ).

Физической реализацией поверхности с граничными условиями (1) может служить частая решетка (период решетки  $p$  значительно меньше длины волны  $\lambda$ ) из ленточных проводников с правильно выбранным коэффициентом заполнения  $q$ . Упомянутые величины  $T$  и  $R$  для частой ленточной решетки выражаются формулами [4]

$$T = \frac{-2i \frac{p}{\lambda} \ln \sin \frac{\pi q}{2}}{1 - 2i \frac{p}{\lambda} \ln \sin \frac{\pi q}{2}}, \quad R = \frac{2i \frac{p}{\lambda} \ln \cos \frac{\pi q}{2}}{1 - 2i \frac{p}{\lambda} \ln \cos \frac{\pi q}{2}}. \quad (2)$$

Отсюда следует, что оптимальным значением коэффициента заполнения, одновременно обеспечивающим малость величин  $T$  и  $R$ , является  $q=0,5$ . При этом

$$|T|=|R|\approx \frac{p}{\lambda} \ln 2. \quad (3)$$

Для решетки из круглых проводников оптимальное значение:  $q \approx 0,3$  [5].

Для поверхностей сложной формы граничные условия анизотропной проводимости также имеют вид (1), где переменные  $x, y$  следует рассматривать как тангенциальные локальные координаты.

## 2. Исследование резонансных свойств малых одиночных рассеивателей

### 2.1. Дифракция на узкой анизотропно проводящей ленте [6,7].

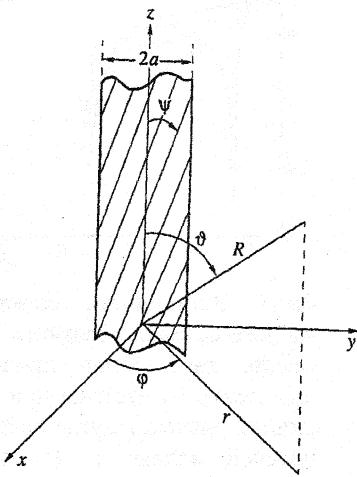


Рис.1. Лента с анизотропной проводимостью.

Лента расположена в плоскости  $x = 0$ , имеет ширину  $2a$ . Линии проводимости составляют угол  $\psi$  с кромками ленты (рис.1). Волновой вектор падающей плоской волны составляет прямой угол с осью  $z$  и угол  $\phi_0$  с осью  $x$ , а электрический вектор волны параллелен оси  $z$ :

$$E_z^0 = \exp[-ikr \cos(\phi - \phi_0)] \quad (4)$$

Плотность поверхностного тока на ленте как функция нормированной координаты  $\xi = y/a$  удовлетворяет интегродифференциальному уравнению

$$\left( \frac{d^2}{d\xi^2} + u^2 \right) \int_{-1}^1 G(\xi, \xi') f(\xi') d\xi' = -u^2 \cos\psi \exp(-i\xi k a \sin\phi_0), \quad (5)$$

где

$$u = ka / \sin\psi, \quad (6)$$

$$G(\xi, \xi') = \frac{i}{4} H_0^{(2)}(ka |\xi - \xi'|). \quad (7)$$

На кромках ленты плотность поверхностного тока должна обращаться в нуль:

$$f(-1) = f(1) = 0. \quad (8)$$

Для узких лент ( $ka \ll 1$ ) ядро (7) можно аппроксимировать логарифмической функцией.

В этом случае задача (5),(8) допускает аналитическое решение через функции Бесселя.

На рис.2 приведены расчётные зависимости от частоты радиолокационного сечения рассеяния  $\sigma$  при различных углах падения  $\phi_0$  для лен-

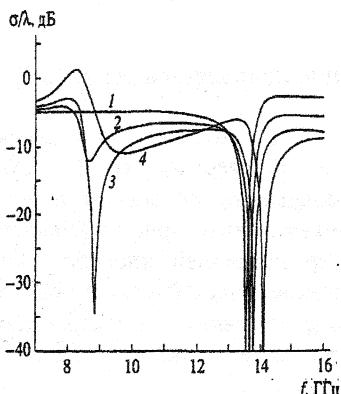


Рис.2. Зависимость нормированного сечения обратного рассеяния анизотропно проводящей ленты от частоты при различных значениях угла падения плоской волны  $\phi_0$  (теория). Кривые 1-4 соответствуют  $\phi_0 = 0; 30^\circ; 45^\circ; 90^\circ$ .

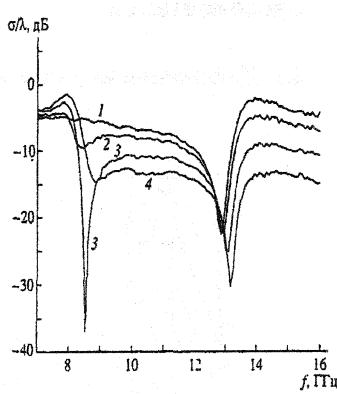


Рис.3. Зависимость нормированного сечения обратного рассеяния анизотропно проводящей ленты от частоты при различных значениях угла падения плоской волны  $\phi_0$  (эксперимент). Кривые 1-4 соответствуют  $\phi_0 = 0; 30^\circ; 45^\circ; 90^\circ$ .

ты с параметрами  $\psi=15^\circ$ ,  $2a=7\text{мм}$ . Кривые 1–4 соответствуют  $\phi_0 = 0; 30^\circ; 45^\circ; 90^\circ$ . Видно, что в приведённом диапазоне частот есть два резонанса, соответствующие первым корням уравнений  $J_0(u)=0$ ,  $J_1(u)=0$ . В резонансах происходит резкое изменение величины  $\sigma$ . Разумеется, резонансы в узкой ленте могут происходить лишь при  $\psi \ll 1$ .

На рис.3 приведены соответствующие экспериментальные данные. Проводники анизотропно проводящей ленты были выполнены из алюминиевой фольги толщиной  $20\mu\text{мм}$ , имели ширину  $1\text{мм}$ ; расстояние между кромками соседних проводников составляло  $1\text{мм}$ .

Результаты эксперимента хорошо согласуются с выводами теории. Таким образом, модель анизотропно проводящей ленты правильно передаёт все основные физические эффекты, наблюдающиеся при рассеянии на системе близко расположенных параллельных металлических проводников конечной длины.

## 2.2. Дифракция на тонком цилиндре с винтовой проводимостью [8,9].

На поверхности цилиндра  $r = a$  (рис.4) граничные условия анизотропной проводимости имеют вид:

$$\begin{aligned} E_z^+ &= E_z^-, E_\varphi^+ = E_\varphi^-, E_z + vE_\varphi = 0, \\ (H_z^+ - H_z^-) + v(H_\varphi^+ - H_\varphi^-) &= 0, v = tg\psi, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\psi$  – угол скрутки винтовых линий, которые считаем правыми. Особенностью этого объекта является то, что низкочастотные резонансы возникают только при определённом знаке вращения плоскости поляризации падающей кругополяризованной волны. Решение задачи получено разложением двух продольных компонент  $E_z$  и  $H_z$  внутри и вне цилиндра по цилиндрическим функциям с азимутальными множителями  $\exp(-im\varphi)$ . Коэффициенты разложения рассеянного поля получены в явном виде. Из анализа решения следуют формулы для резонансных частот. Например, при нормальном падении

$$ka = |m|v, m \neq 0. \quad (10)$$

На рис.5 изображена зависимость полного сечения рассеяния  $\sigma_s$  от частоты при  $\psi = 18^\circ$ . Сплошная кривая имеет резонансный вид и соответствует возбуждению волной правой круговой поляризации. Штриховая

кривая соответствует левой круговой поляризации.

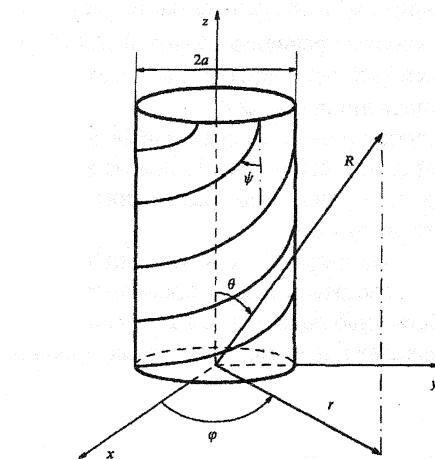


Рис. 4. Цилиндр с проводимостью поверхности вдоль винтовых линий.

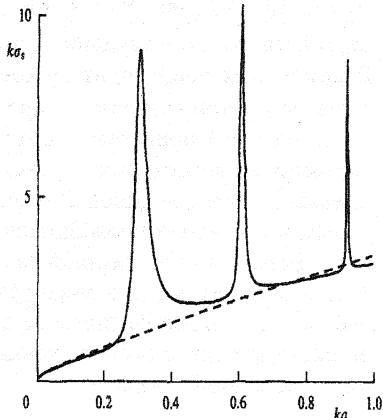


Рис. 5. Зависимость полного поперечника рассеяния от частоты.

**2.3. Возбуждение электрическим диполем малого магнитодиэлектрического шара с проводимостью поверхности вдоль линий спирального типа [10].** Исследована осесимметричная задача в случае, когда диполь помещён на оси  $z$  и ориентирован вдоль неё. На поверхности шара ( $r = a$ ) (рис.6) выполняются граничные условия:

$$\begin{aligned} E_\varphi^+ &= E_\varphi^-, \quad E_9^+ = E_9^-, \quad E_\varphi - vE_9 = 0, \\ (H_\varphi^+ - H_\varphi^-) - v(H_9^+ - H_9^-) &= 0, \quad v = tg\psi. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $\psi$  - угол подъёма линий проводимости. Решение задачи получено в явном виде при использовании разложений компонент поля по функциям Риккати-Бесселя, Риккати-Ганкеля и полиномам Лежандра. Из анализа решения следует существование низкочастотных резонансов при  $v \ll 1$ . Комплексная собственная частота низшего собственного колебания имеет вид:

$$k'a = v \sqrt{\frac{2(2+\mu)}{\mu(2+\varepsilon)}}, \quad k''a = \frac{2v^4(2+\mu)(4\mu+4+\varepsilon\mu)}{\mu^2(2+\varepsilon)^3} \quad (12)$$

Поле излучения низшего колебания есть сумма полей электрического и магнитного диполей. При условии

$$k'a = \nu \quad (13)$$

это поле имеет левую круговую поляризацию. Для того, чтобы круговая поляризация возникла на резонансной частоте нужно

$$\sqrt{\epsilon\mu} = 2. \quad (14)$$

На рис.7 изображены нормированная излученная мощность  $P/P_{\max}$  (кривая 1) и коэффициент эллиптичности  $K$  (кривая 2) в зависимости от частоты при  $\nu = 0,2$ ;  $\mu = 1$ ;  $\epsilon = 4$ .

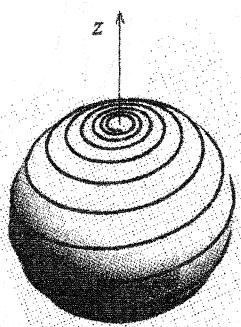


Рис.6. Магнитодиэлектрический шар с проводимостью поверхности вдоль линий спирального типа.

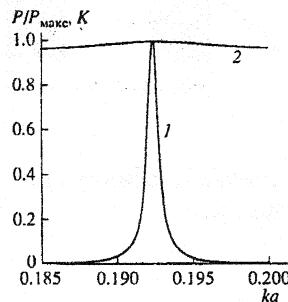


Рис.7. Изменение нормированной излученной мощности  $P / P_{\max}$  (кривая 1) и коэффициента эллиптичности  $K$  (кривая 2) в зависимости от частоты.

### 3. Решётки из малых резонансных рассеивателей

**3.1. Решётки из анизотропно проводящих лент [11,12].** Решётка образована лентами шириной  $2a$  и имеет период  $p$ , который меньше длины волны  $\lambda$ , что обеспечивает отсутствие боковых лепестков (рис.8). На решётку нормально падает плоская волна, у которой электрическое поле параллельно направлению проводимости лент. Задача сведена к интегро-дифференциальному уравнению для плотности поверхностного тока, аналогичному уравнению (5); но теперь ядром является периодическая функция Грина. Уравнение решалось численно.

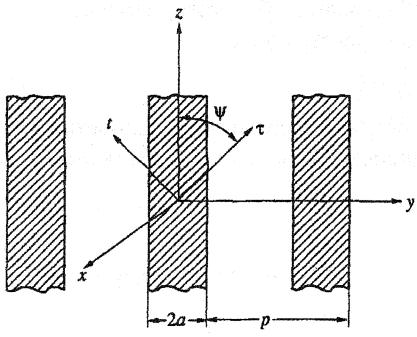


Рис. 8. Решетка из анизотропно проводящих лент.

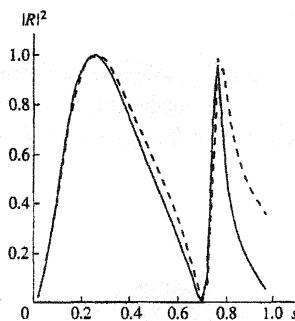


Рис. 9. Зависимость от частоты модуля коэффициента отражения по мощности для решетки при  $\psi = 10^0$ ,  $q = 0,3$ . Сплошная кривая – численный расчет, штриховая – расчет по аналитическим формулам.

При  $p \ll \lambda$  получено аналитическое решение. При произвольном коэффициенте заполнения  $q = 2a/p$  коэффициенты отражения  $R$  и прохождения  $T$  выражаются в явном виде через функции Лежандра, а при  $q \ll 1$  через функции Бесселя.

На рис.9 приведены результаты численного и аналитического расчётов величины  $|R|^2$ , как функции параметра  $s = p/\lambda$  при  $q = 0,3$ ;  $\psi = 10^0$ . Сплошная кривая – численный расчет, штриховая – расчет по аналитическим формулам. В отличие от решёток из металлических лент в рассмотренной решётке даже в низкочастотной области ( $p \ll \lambda$ ) наблюдаются эффекты полного прохождения и полного отражения.

**3.2. Решётки из цилиндров с винтовой проводимостью [13-17].** Решётка (рис.10) характеризуется тремя параметрами: углом скрутки винтовых линий проводимости  $\psi$ , коэффициентом заполнения  $q = 2a/p$  и нормированным периодом  $s = p/\lambda$ .

Метод решения задачи о нормальном падении плоской волны на решётку подробно изложен в [1]. Матричные коэффициенты отражения и прохождения выражаются через коэффициенты фурье-разложения поверхностного тока на цилиндре. Для этих коэффициентов получена бесконечная система линейных алгебраических уравнений.

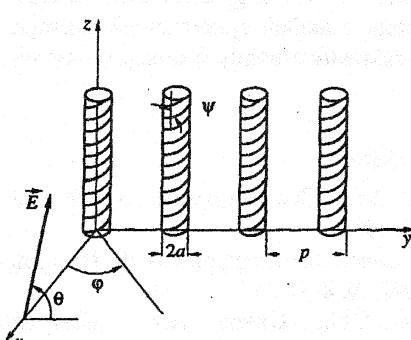


Рис.10. Решётка из цилиндров с проводимостью поверхности вдоль винтовых линий.

приведены частотные характеристики каскада, поворачивающего вектор электрического поля на  $90^\circ$ . Каскад имеет параметры:  $\psi = 61,6^\circ$ ;  $q = 0,59$ ;  $d = 1,9p$ ;  $2\gamma = 45^\circ$ . На рис.11 представлена зависимость прошедшей мощности от нормированной частоты при различных ориентациях вектора электрического поля в падающей волне. Кривые 1–4 соответствуют  $\vartheta = -90^\circ; -45^\circ; 0; 45^\circ$ . На рис.12 изображены соответствующие коэффициенты эллиптичности прошедшей волны.

Как видно из рисунков, на резонансной частоте  $s = 0,64$  структура

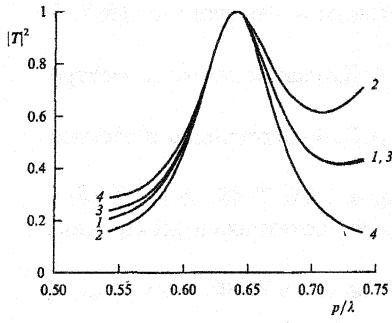


Рис.11. Зависимость прошедшей мощности от частоты при различных углах ориентации вектора электрического поля в падающей волне. Кривые 1 - 4 соответствуют  $\vartheta = -90^\circ; -45^\circ; 0; 45^\circ$ .

В решётках из цилиндров с винтовой проводимостью возникают сложные поляризационные явления и при соответствующем подборе параметров эти решётки могут служить преобразователями поляризации различных типов [14-16].

Каскад из двух решёток обладает гиротропными свойствами [17]. Решётки находятся на

расстоянии  $d$  в параллельных плоскостях и развернуты друг относительно друга на угол равный  $2\gamma$ . На рис.11, 12

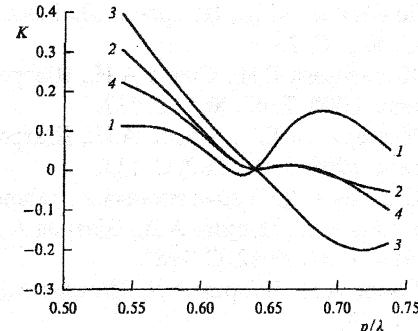


Рис. 12. Зависимость коэффициента эллиптичности прошедшей волны от частоты при различных углах ориентации вектора электрического поля в падающей волне. Кривые 1-4 соответствуют  $\vartheta = -90^\circ; -45^\circ; 0; 45^\circ$ .

имеет идеальные гиротропные свойства, т.е. без энергетических потерь преобразует волну линейной поляризации с любой ориентацией вектора электрического поля в линейно поляризованную волну с повёрнутым на  $90^0$  вектором электрического поля.

## Литература

1. Sivov A.N., Chuprin A.D., Shatrov A.D.//Electromagnetic Waves and Electronic Systems. 1996. V. 1. № 1. P. 79.
2. Коршунова Е.Н., Прибылько М.П., Сивов А.Н., Чуприн А.Д., Шатров А.Д.//Зарубежная радиоэлектрон. 1997. № 8. С. 44.
3. Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д.//Успехи физ. наук. 1997. Т. 167. № 11. С. 1201.
4. Войтович Н.Н., Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., и др. //Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями. Методы конструктивного синтеза./Под ред. Каценеленбаума Б.З., Сивова А.Н. М.: Наука, 1989.
5. Зубов А.С., Сивов А.Н., Солосин В.С. Чуприн А.Д., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. № 12. С. 1434.
6. Малышкин П.А., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 7. С. 800.
7. Аплеталин В.Н., Малышкин П.А., Солосин В.С., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 12. С. 1426.
8. Сивов А.Н., Чуприн А.Д., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 10. С. 1534.
9. Прибылько М.П., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42. № 1. С. 23.
10. Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 5. С. 517.
11. Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43. № 2. С. 153.
12. Шатров А.Д.// Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 12. С. 1431.
13. Сивов А.Н., Чуприн А.Д., Шатров А.Д.// Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 12. С. 1981.
14. Сивов А.Н., Чуприн А.Д., Шатров А.Д.//Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, № 1. С. 74.
15. Сивов А.Н., Чуприн А.Д., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 5. С. 539.
16. Сивов А.Н., Чуприн А.Д., Шатров А.Д.//Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 8. С. 918.
17. Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д.// Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 10. С. 1157.