

сверточного кода. Отсюда возникает задача выбора порождающих многочленов недвоичных циклических кодов для нахождения порождающих многочленов двоичных сверточных кодов с заранее заданными характеристиками и свойствами.

Список литературы: 1. *Нейфак А. Э.* Сверточные коды для передачи дискретной информации. М., 1979. 222 с. 2. *Теория кодирования* / Т. Касами, Н. Токура, Е. Ивадари, Я. Инагаки. М., 1978. 576 с. 3. *Кларк Дж., Кейн Дж.* Кодирование с исправлением ошибок в системах цифровой связи. М., 1987. 392 с.

Поступила в редколлегию 29.01.88

УДК 621.371.334

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук, Н. П. ЕЛИСЕЕВА

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ИДЕАЛЬНО ПОДВОДЯЩЕЙ НАКЛОННОЙ ПОЛОСЕ

Задача дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящей полосе [1; 2] рассматривалась методом последовательных дифракций в приближении дальней зоны. Вблизи границ областей свет — тень исползовались полутеневые поля, вдали — лучевые разложения дифрагированных волн. Переход от лучевых разложений к равномерным полутеневым полям вызывает трудности при выполнении расчетов, особенно в задачах, где полоса — только фрагмент сложной геометрической структуры.

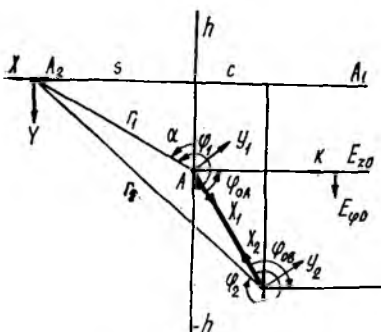


Рис. 1

Целью работы является получение равномерной по всем углам наблюдения асимптотики поля вторичной дифракции и определение амплитудных, фазовых и поляризационных характеристик полного поля рассеяния на конечном расстоянии от полосы. Плоская монохроматическая электромагнитная волна с произвольной поляризацией $(z^0 E_{z0} + y^0 E_{y0}) \times \times e^{-ikr \cos(\varphi - \varphi_0) - i\omega t}$ падает на идеально проводящую полосу шириной l , наклоненную под произвольным углом γ относительно нормали к линии

визирования $A_1 A_2$. Вектор \vec{k} перпендикулярен к краям полосы. Линия пересечения дифрагирующей полосы с образующими, параллельными оси Z декартовой системы координат, с плоскостью XU представляет отрезок AB . Координата края A вдоль нормали к линии визирования изменяется в пределах от $-h/\lambda$ до h/λ (рис. 1).

Как следует из геометрии задачи на рис. 1, точка наблюдения A_2 находится на границах свет — тень падающего и отраженного гео-

метрооптических (ГО) полей относительно краев А и В и на границе свет—тьень краевых волн с края В при следующих положениях h верхнего края полосы относительно линии визирования A_1A_2 :

$$h_{A_{ГР}} = 0; \quad h_{A_{ГР}}^* = s \operatorname{tg} 2\gamma; \quad h_{B_{ГР}} = l \cos \gamma;$$

$$h_{B_{ГР}}^* = h_{A_{ГР}} - \frac{l \cos \gamma}{\cos 2\gamma}; \quad h_{BA_{ГР}} = s \operatorname{ctg} \gamma.$$

По сравнению со случаем дифракции на полуплоскости [3] появилась граница свет—тьень для краевых волн $h_{BA_{ГР}}$, являющаяся продолжением полосы за край А. Здесь поле волны вторичной дифракции с края А (U_{BA}) компенсируют разрыв поля волны первичной дифракции с края В (U_B). Функция Грина для задачи при углах наблюдения вблизи продолжения полосы за край А записывается как сумма $U = U_{ГО}\chi + U_{ГО}^*\chi + (U_B + U_{BA}) + U_A$ (1), где $U_{ГО}$, $U_{ГО}^*$ — ГО поля падающей и отраженной волн; χ — коэффициент отсечки, равный единице или нулю в областях света или тени ГО волн; U_A — поле первичной дифракции с края А; $(U_B + U_{BA})$ — полутеневое поле волн с края В, дифрагированных на крае А. При удалении от $h_{BA_{ГР}}$ полутеневое поле представляет суперпозицию полей волн первичной и вторичной дифракций с краев В и А. Для описания физических процессов взаимодействия краев полосы введем систему виртуальных дифракционных излучателей (ВДИ): ВДИ 1— источник первичной цилиндрической краевой волны с центром на крае А и полем $U_A + U_A^*$ (дифрагируют падающая и отраженная ГО волны на крае А); ВДИ 2— источник первичной цилиндрической краевой волны с центром на крае В и полем $U_B + U_B^*$ (дифрагируют падающая и отраженная ГО волны на кромке В), ВДИ 3— источник вторичной цилиндрической волны с центром на крае А и полем U_{BA} (дифрагирует первичная краевая волна с кромки В на крае А). Каждая краевая волна задается в своей системе координат с центром в источнике волны, поэтому введем наряду с общей прямоугольной системой координат XYZ в точке наблюдения A_2 декартовы системы $X_1Y_1Z_1$ и $X_2Y_2Z_2$ на краях А и В соответственно.

При описании полей ВДИ 1, 2 используем строгое представление поля первичной дифракции на крае полуплоскости. Для падающей волны на крае В оно имеет вид

$$U_B = \pm \frac{\Phi(\xi/\sqrt{i}) - 1}{2} U_{ГО}. \quad (2)$$

Здесь

$$\Phi(\xi/\sqrt{i}) = (2e^{-i\frac{\pi}{4}}/\sqrt{\pi}) \int_0^{\xi} e^{it^2} dt; \quad \xi = \sqrt{2kr_2} \cos \frac{\varphi_2 - \varphi_{0B}}{2},$$

верхний знак берется в области света падающего поля, нижний — в области его тени. Компоненты дифрагированных и ГО полей в точке наблюдения записаны в работе [4], в которых в исследуемом

случае необходимо учесть сдвиг по фазе, равный $-kc$, для волн, падающих на край В относительно края А.

Стандартная форма полутеневого поля ($U_B + U_{BA}$) с точностью до регулярной цилиндрической волны с центром в вершине А и фронтом $r_1 + l = s_{BA}$ совпадает с произведением поля падающей волны U_B на интеграл Френеля:

$$\bar{U} = U_B + U_{BA} = U_B F(\xi_{BA}) + e^{iks_{BA}} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \left(\frac{l}{k}\right)^{\kappa+1/2} B_{\kappa_2}, \quad (3)$$

$$\text{где } F(\xi_{BA}) = \frac{\pm \Phi(|\xi_{BA}|/\sqrt{i}) + 1}{2}; \quad \xi_{BA} = \sqrt{k(s_{BA} - s_B)} = \sqrt{k(l + r_1 - r_2)}. \quad (4)$$

Из (3) с учетом (4) получим равномерную вблизи продолжения полосы асимптотику поля вторичной волны U_{BA} (поле ВДИ 3 от волны с края В, идущей по одной из сторон полосы):

$$U_{BA} = \bar{U} - U_B \chi = \pm U_B \frac{\Phi(|\xi_{BA}|/\sqrt{i}) - 1}{2} + e^{iks_{BA}} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \left(\frac{l}{k}\right)^{\kappa+1/2} B_{\kappa_2}. \quad (5)$$

Вдали от направления продолжения полосы эта асимптотика должна перейти в лучевое разложение волны вторичной дифракции, поэтому коэффициенты B_{κ_2} находятся методом асимптотического сшивания с ним [4]. Чтобы использовать (5) для равномерного описания поля ВДИ 3 при всех углах наблюдения, учтем, что $U_B =$ разрывная функция, меняющая знак при переходе через границы свет—тьень ГО поля, а вторым разрывным слагаемым можно пренебречь ввиду его малости. Согласно этому получим

$$U_{BA} = \pm \left[\pm U_B \frac{\Phi(|\xi_{BA}|/\sqrt{i}) - 1}{2} \right], \quad (6)$$

где первый знак «+» берется в области света ГО поля, второй — в области света волны первичной дифракции, знак «—» — в области тени того или другого поля. В случае полосы по обеим ее сторонам распространяются две волны первичной дифракции с края В и образуются две равные по амплитуде волны вторичной дифракции с центром на крае А, поэтому равномерной асимптотике полного поля ВДИ 3 соответствует удвоенное значение (6), а полутеневое поле в (1) имеет вид

$$U_B + U_{BA} = U_B \Phi(|\xi_{BA}|/\sqrt{i}) + 2e^{iks_{BA}} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \left(\frac{l}{k}\right)^{\kappa+1/2} B_{\kappa_2}. \quad (7)$$

Равномерная асимптотика электрического поля ВДИ 3 при Е-поляризации падающей волны совпадает с (6), а при Н-поляризации

компоненты находятся из уравнений Максвелла дифференцированием (6):

$$E_{\varphi_{BA}}(r_1, \varphi_1) = \left[E_{\varphi_B}(r_2, \varphi_2) \frac{\partial r_2}{\partial r_1} - E_{r_B}(r_2, \varphi_2) r_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial r_1} \right] \times \\ \times [\Phi(|\xi_{BA}|/V\bar{i}) - 1] + H_{z_B} \frac{\partial \Phi(|\xi_{BA}|/V\bar{i})}{ik \partial r_1}, \quad (8)$$

$$E_{r_{BA}}(r_1, \varphi_1) = \left[-E_{\varphi_B}(r_2, \varphi_2) \frac{\partial r_2}{\partial \varphi_1} + E_{r_B}(r_2, \varphi_2) \frac{r_2}{r_1} \frac{\partial \varphi_2}{\partial \varphi_1} \right] \times \\ \times [\Phi(|\xi_{BA}|/V\bar{i}) - 1] + H_{z_B} \left(\frac{i}{kr_1} \right) \frac{\partial \Phi(|\xi_{BA}|/V\bar{i})}{\partial \varphi_1}.$$

При скользящем наблюдении $\varphi_1 = \pi$ аргумент $\xi_{BA} = 0$, $\Phi(0) = 0$ и тогда полное поле (1) запишется так:

$$U = U_{ГО} + U_A + 2e^{ik(l+r_1)} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \left(\frac{i}{k} \right)^{\kappa+1/2} B_{\kappa_2}. \quad (9)$$

Здесь для Е-поляризации падающей ГО волны

$$E_{z_A}|_{\varphi_1=\pi} = E_{z0} e^{-ikr_1 \cos \varphi_{0A}} \left[\Phi \left(\sqrt{2kr_1} \sin \frac{\varphi_{0A}}{2} / V\bar{i} \right) - 1 \right], \\ B_{0D}|_{\varphi_1=\pi} = E_{z0} \left(\frac{i}{k} \right)^{1/2} \frac{e^{-ikc}}{2\pi V r_1 l} \frac{\sin \varphi_{0B}/2}{\cos^2 \varphi_{0B}/2}. \quad (10)$$

Для Н-поляризации $U_A = H_{z_A}|_{\varphi_1=\pi} = 0$, $B_{0H}|_{\varphi_1=\pi} = 0$. Из (9), с учетом (10) следует, что при скользящем наблюдении поле рассеяния полосы равно нулю при Н-поляризации и зависит от угла падения волны и ширины полосы при Е-поляризации.

При скользящем падении волны поле рассеяния определяется из (9) согласно принципу взаимности:

$$U = U_{ГО} + U_B + e^{ik(l+r_1)} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \left(\frac{i}{k} \right)^{\kappa+1/2} Q_{\kappa_2}. \quad (11)$$

Здесь для Е-поляризации

$$U_B = E_{z_{ГО}} \left[\Phi \left(\sqrt{2kr_2} \sin \frac{\varphi_2}{2} / V\bar{i} \right) - 1 \right], \quad (12)$$

для Н-поляризации $U_B = 0$; коэффициенты Q_{κ_2} равны нулю в обоих случаях. Из (11) с учетом (12) следует, что поляризованная перпендикулярно к полосе волна не испытывает дифракции при любых углах наблюдения и на произвольном расстоянии от полосы. При Е-поляризации дифрагированное поле интерферирует с ГО полем, а при скользящем наблюдении полное поле рассеяния равно нулю.

По разработанному алгоритму на ЭВМ проведены расчеты амплитуд и фаз компонент, поляризационных характеристик электрического

поля для $l/\lambda = 1$ и $s/\lambda = 5$. На рис. 2, 3 кривыми показаны результаты расчетов для следующих углов наклона полосы: $\gamma = -90^\circ$ — сплошные, -80° — пунктирные, -70° — штрихпунктирные. На рис. 2 представлены зависимости амплитуды ортогональных компонент электромагнитного поля от расстояния h/λ вдоль нормали к линии визирования A_1A_2 . При значениях h/λ , когда в точку наблюдения попадают прямая и кривые волны, ГО поля всех компонент не зависят

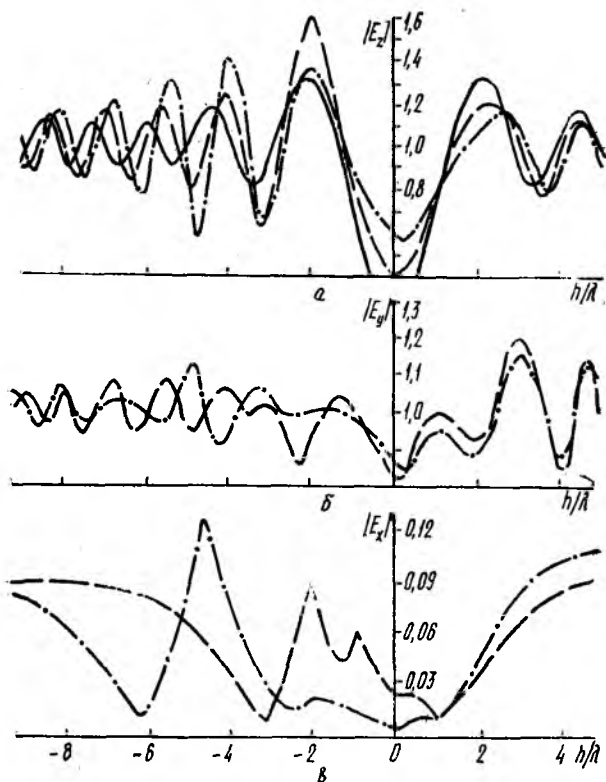


Рис. 2

от угла падения и равны $|\dot{E}_z| = 1$, $|\dot{E}_y| = 1$, $|\dot{E}_x| = 0$. ГО поля интерферируют в областях $\Delta h/\lambda = -1,81 \dots -2,54$ для $\gamma = -80^\circ$ и $\Delta h/\lambda = -4,19 \dots -5,97$ для $\gamma = -70^\circ$. Амплитуды интерференционных ГО полей изменяются в зависимости от h/λ или от связанного с ним параметра $\alpha = \text{arctg}(s/h)$ и от угла падения волны φ_{0A} по законам

$$|\dot{E}_{z_{ГО}}| = 2 \sin [kr_1 \sin \varphi_{0A} \cos (\varphi_{0A} + \alpha)]; |\dot{E}_{y_{ГО}}| = 1 + \cos^2 2\varphi_{0A} + 2 \cos 2\varphi_{0A} \cos [2kr_1 \sin \varphi_{0A} \cos (\varphi_{0A} + \alpha)], |\dot{E}_{x_{ГО}}| = \sin 2\varphi_{0A}. \quad (13)$$

Область чисто дифрагированного поля определяется интервалом значений от нуля до $h_{ВГР} = 0,34$ для $\gamma = -70^\circ$ и до $h_{ВГР} = 0,17$ для $\gamma = -80^\circ$. Следует отметить большую скорость уменьшения амплитуды E_z -компоненты, чем E_y , что объясняется различием диаграмм направленности краевой волны при Е- и Н-поляризациях падающей волны.

Перейдем к анализу поляризационных характеристик поля, дифрагировавшего на наклонной полосе. Результаты расчетов зависи-

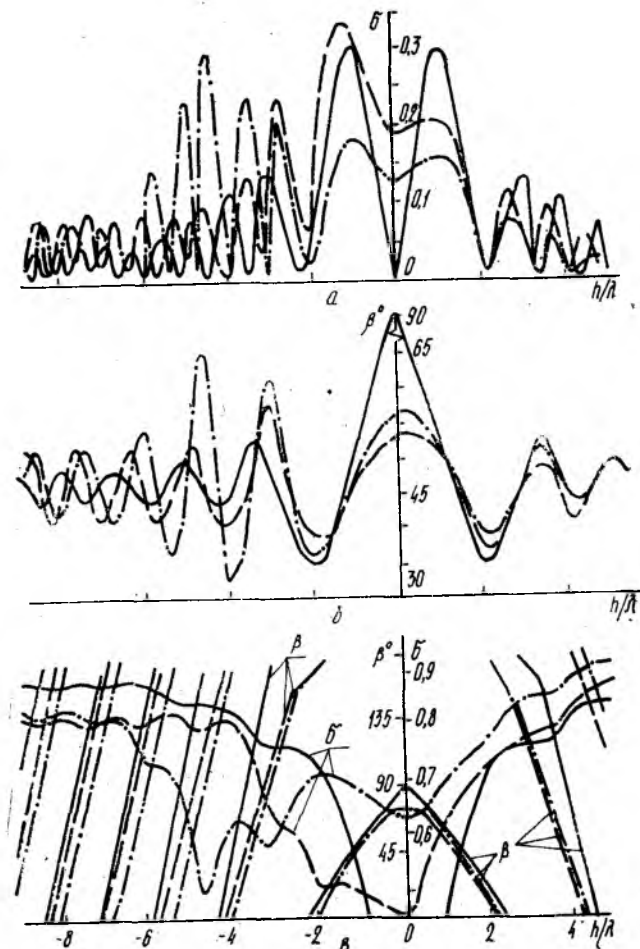


Рис. 3

мости коэффициента эллиптичности δ и угла ориентации поляризационного эллипса β для случая линейной поляризации падающей волны с плоскостью поляризации под углом 45° к кромке полосы приведены на рис. 3 а, б. Здесь линейная поляризация в области интерференции ГО полей преобразуется в эллиптическую. Ввиду

малого размера полосы $l/\lambda = 1$ область интерференции незначительна и коэффициент эллиптичности не превышает значения 0,35. С увеличением ширины полосы растет протяженность области интерференции и поляризация рассеянного поля изменяется в больших пределах — до круговой. Угол ориентации поляризационного эллипса изменяется по осциллирующим закономерностям в пределах от 35° до 70° , а при скользящем падении (сплошная кривая) достигает 90° для $h/\lambda = 0$.

При падении волны с круговой поляризацией расчетные зависимости коэффициента эллиптичности и угла ориентации поляризационного эллипса представлены на рис. 3, в. В области интерференционного ГО поля коэффициент эллиптичности падает до значений 0,45 ... 0,5, а с увеличением ширины полосы — до нуля. В области полутени и тени ГО полей коэффициент эллиптичности уменьшается. С увеличением этой области появляется осциллирующая зависимость δ за счет интерференции краевых волн. В отличие от случая линейной поляризации падающей волны, при круговой поляризации имеет место вращение плоскости поляризации вектора электрического поля в области света. В области полутени и тени угол ориентации изменяется монотонно от нуля до 70° . При скользящем падении волны зависимости δ и β симметричны относительно $h/\lambda = 0$, где амплитуда E -компоненты обращается в нуль и поляризация из круговой преобразуется в линейную (сплошные кривые следует продолжить до нуля). Плоскость поляризации вектора электрического поля приближается к плоскости поляризации E -компоненты и совпадает с нею при $h/\lambda = 0$.

Таким образом, равномерные асимптотики полей виртуальных дифракционных излучателей позволяют рассчитать поле рассеяния полосы произвольной ширины на конечном расстоянии от нее при любом угле падения и любой поляризации волны. В результате проведенного анализа обнаружено, что деполяризация волны в областях интерференции ГО полей и их тени существенно зависит от угла падения волны и ширины полосы, причем тем сильнее, чем меньше угол падения и больше ширина полосы.

Список литературы: 1. Боровиков В. А. Дифракция на многоугольниках и многогранниках. М., 1966. 455 с. 2. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М., 1962. 242 с. 3. Горобец Н. Н., Елисеева Н. П. Поляризационные эффекты при дифракции электромагнитных волн на идеально проводящей наклонной полуплоскости // Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электрон. 1986. № 285. С. 39—47. 4. Дифракция электромагнитных волн с произвольной поляризацией на наклонной полосе в ближней зоне / Н. Н., Горобец., Н. П. Елисеева, К., 1987, 55 с. Деп. в УкрНИИИТИ 23.06.87 № 1709

Поступила в редколлегию 30.03.88