

РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Евгений Анатольевич Безус^{1,2} (инженер, e-mail: evgeni.bezus@gmail.com),

Леонид Леонидович Досколович^{1,2} (в.н.с, e-mail: leonid@smr.ru),

Николай Львович Казанский^{1,2} (заместитель директора, e-mail: kazansky@smr.ru),

Виктор Александрович Сойфер^{1,2} (директор, e-mail: ipsi@smr.ru),

Сергей Иванович Харитонов^{1,2} (с.н.с., e-mail: prognoz@smr.ru),

Марко Пицци³ (старший научный сотрудник, e-mail: marco.pizzi@chilab.polito.it)

Пьетро Перло⁴ (координатор исследований, старший научный сотрудник, e-mail: pietro.perlo@crf.it)

¹ Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,

² Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П.Королева,

³ Политехнический институт г. Турин, Италия,

⁴ Исследовательский центр компании FIAT, Орбассано, Италия,

Аннотация

Приведен вывод интегрального представления электромагнитного поля на границе раздела двух сред через угловой спектр поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Рассмотрен метод расчета дифракционных структур для преобразования и фокусировки ПЭВ. Метод основан на использовании фазовой модуляции ПЭВ, возникающей при прохождении волны через диэлектрическую ступеньку, расположенную непосредственно на поверхности распространения ПЭВ. Заданная фазовая модуляция осуществляется как за счет изменения высоты ступеньки над поверхностью при фиксированной длине, так и за счет изменения длины ступеньки при фиксированной высоте. В качестве примера проведен расчет «линз» ПЭВ.

Ключевые слова: поверхностная электромагнитная волна, уравнения Максвелла, дисперсионное уравнение, дифракция, угловой спектр, интеграл Кирхгофа.

Введение

Большое число публикаций, посвященных изучению поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), обусловлено перспективами их применения в нанолитографии, оптических сенсорах, волноводной оптике, микроскопии. Оптическая обработка информации в наномасштабе является одним из основных направлений, где использование ПЭВ является особенно перспективным [1–3].

Для преобразования и фокусировки ПЭВ используются дифракционные микро- и наноструктуры, расположенные непосредственно на поверхности распространения ПЭВ [4–10]. Результаты работ [4–8] указывают на сходство между распространением и дифракцией ПЭВ и распространением и дифракцией света в обычной диэлектрической среде. В частности, в [11] рассмотрен эксперимент по интерференции ПЭВ, являющийся аналогом знаменитого эксперимента Юнга по дифракции света на двух щелях. В [11] отмечено явное сходство между дифракционной картиной света на двух щелях и соответствующей интерференционной картиной ПЭВ.

В скалярной теории дифракции широко используется представление дифрагированного поля в виде углового спектра плоских волн и дифракционного интеграла Кирхгофа [12, 13]. По аналогии со скалярной теорией указанные представления также используются для описания дифракции ПЭВ. Единственное отличие состоит в том, что в качестве длины волны излучения используется длина ПЭВ. В частности, в [11] записано интегральное представление электромагнитного поля на поверхности распро-

странения через угловой спектр ПЭВ. В [10] указанное представление использовано для расчета линзы ПЭВ и моделирования распространения ПЭВ. В [7] для расчета линзы ПЭВ и описания дифракции ПЭВ использован интеграл Френеля-Кирхгофа.

Для расчета линз ПЭВ в [7, 10] используется подход скалярной теории, основанный на фазовой модуляции ПЭВ по закону тонкой линзы. В [10] для фазовой модуляции ПЭВ используется диэлектрическая структура переменной длины, расположенная на малом расстоянии над поверхностью распространения ПЭВ. Для описания прохождения ПЭВ через указанную структуру решается модельная задача дифракции ПЭВ на «плавающем» над поверхностью диэлектрическом блоке [10]. Модельная задача решается в рамках электромагнитной теории с использованием метода Фурье-мод [14–16].

В данной работе использован аналогичный подход. Рассмотрено решение модельной задачи на диэлектрической ступеньке, расположенной непосредственно на поверхности распространения ПЭВ. Установлено, что фазовый набег, формируемый при прохождении ПЭВ через ступеньку, хорошо описывается аналитической формулой, аналогичной формуле для набега фазы плоской волны при прохождении через однородный слой. Предложен новый тип амплитудно-фазовой модуляции ПЭВ, состоящий в изменении высоты ступеньки над поверхностью распространения ПЭВ, а не ее длины. Рассчитаны дифракционные линзы ПЭВ, использующие в качестве механизмов модуляции фазы изменения длины и высоты диэлектрической ступеньки.

Уравнение поверхностной электромагнитной волны и интегральные представления поля

В работах [10,11,7] авторы используют аналоги углового спектра плоских волн и интеграла Кирхгофа для описания распространения ПЭВ со ссылкой на классическую книгу Дж. Гудмена по скалярной теории дифракции [12]. Для корректности изложения приведем краткий вывод указанных интегральных представлений для ПЭВ непосредственно из уравнений Максвелла.

Рассмотрим уравнение ПЭВ на границе раздела металла и диэлектрика с диэлектрическими проницаемостями ϵ_m, ϵ_d . Пусть границей раздела является плоскость $z=0$, при этом среды ϵ_m, ϵ_d соответствуют областям $z < 0$ и $z > 0$, соответственно.

Уравнение ПЭВ несложно получить из уравнений Максвелла

$$\text{rot}\mathbf{H} = -ik_0\epsilon\mathbf{E}, \quad \text{rot}\mathbf{E} = ik_0\mathbf{H}, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме, и граничных условий непрерывности тангенциальных компонент полей при $z=0$. Уравнение ПЭВ с направлением распространения $\mathbf{p} = (\alpha_0, \beta_0)$, $|\mathbf{p}|=1$ имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{(l)}(x, y, z) &= \mathbf{E}^{(l)}(z) \exp(ik_0(\alpha x + \beta y)) = \\ &= \mathbf{E}^{(l)}(z) \exp(ik_{SPP}(\alpha_0 x + \beta_0 y)), \\ \mathbf{H}^{(l)}(x, y, z) &= \mathbf{H}^{(l)}(z) \exp(ik_0(\alpha x + \beta y)) = \\ &= \mathbf{H}^{(l)}(z) \exp(ik_{SPP}(\alpha_0 x + \beta_0 y)), \end{aligned} \quad (2)$$

где индекс $l = m, d$ обозначает среду, $k_{SPP} = k_0\sqrt{\epsilon_m\epsilon_d/(\epsilon_m + \epsilon_d)}$ — константа распространения ПЭВ. Константы α, β в (2) удовлетворяют дисперсионному соотношению

$$k_0^2(\alpha^2 + \beta^2) = k_{SPP}^2. \quad (3)$$

Выберем в качестве оптической оси ось Ox . В этом случае поле удобно описывать компонентой H_y , которая имеет вид

$$\begin{aligned} H_y^{(d)}(x, y, z) &= \exp(ik_0(\alpha x + \beta y)) \exp(-k_0\gamma_d z), \\ H_y^{(m)}(x, y, z) &= \exp(ik_0(\alpha x + \beta y)) \exp(k_0\gamma_m z), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\gamma_l^2 = \alpha^2 + \beta^2 - \epsilon_l. \quad (5)$$

Знаки в экспонентах от переменной z в (4) выбраны из условия затухания поля при удалении от границы. Остальные компоненты полей выражаются через H_y в виде

$$\begin{aligned} E_z^{(l)} &= \frac{-1}{ik_0(\epsilon_l - \beta^2)} \left(\beta\eta \frac{\partial H_y^{(l)}}{\partial z} + ik_0\alpha H_y^{(l)} \right), \\ H_z^{(l)} &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} E_x^{(l)} &= \frac{1}{ik_0(\epsilon_l - \beta^2)} \left(\frac{\partial H_y^{(l)}}{\partial z} - ik_0\alpha\beta\eta H_y^{(l)} \right), \\ H_x^{(l)} &= \frac{-1}{ik_0(\epsilon_l - \beta^2)} \left(\epsilon_l\eta \frac{\partial H_y^{(l)}}{\partial z} + ik_0\alpha\beta H_y^{(l)} \right), \\ E_y^{(l)} &= \eta \cdot H_y^{(l)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\eta = \left(\frac{i\alpha\beta}{\epsilon_d - \beta^2} - \frac{i\alpha\beta}{\epsilon_m - \beta^2} \right) / \left(\frac{\epsilon_d\gamma_d}{\epsilon_d - \beta^2} + \frac{\epsilon_m\gamma_m}{\epsilon_m - \beta^2} \right). \quad (8)$$

Непосредственной подстановкой легко убедиться, что уравнения (4)–(7) удовлетворяют уравнениям Максвелла (1) и граничным условиям непрерывности тангенциальных компонент полей. В частном случае $\beta = 0$ из (4)–(7) следуют уравнения для ПЭВ, распространяющейся вдоль оси Ox .

Обычно под ПЭВ понимают волну в виде (2), у которой константы α, β определены через компоненты единичного вектора направления ПЭВ $\mathbf{p} = (\alpha_0, \beta_0)$ в виде

$$k_0\alpha = k_{SPP}\alpha_0, \quad k_0\beta = k_{SPP}\beta_0. \quad (9)$$

При этом α, β — комплексные числа, поскольку диэлектрическая проницаемость металла ϵ_m является комплексной и величина k_{SPP} также комплексная. В общем случае константы α, β должны лишь удовлетворять дисперсионному уравнению (3). В дальнейшем будем использовать ПЭВ (4)–(7) при

$$\alpha = \sqrt{k_{SPP}^2 - k_0^2\beta^2}/k_0, \quad \beta \in R, \quad (10)$$

где R — множество действительных чисел. При действительных значениях β компонента H_y является ограниченной по переменной y и на границе раздела $z=0$ имеет вид

$$H_y(x, y, 0) = \exp(ik_0\beta y) \exp\left(i\sqrt{k_{SPP}^2 - k_0^2\beta^2}x\right). \quad (11)$$

Уравнение (11) позволяет получить для функции H_y на границе раздела $z=0$ интегральные представления, аналогичные представлению поля через угловой спектр плоских волн и интегралу Кирхгофа, которые широко используются в скалярной теории дифракции [12, 13]. Действительно, запишем общее решение при $z=0$ в виде суперпозиции ПЭВ

$$\begin{aligned} H_y(x, y) &= \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} I(\beta) \exp(ik_0\beta y) \exp\left(i\sqrt{k_{SPP}^2 - k_0^2\beta^2}x\right) d\beta. \end{aligned} \quad (12)$$

При этом функция $I(\beta)$ определяется через значения поля при $x=0$ в виде

$$I(\beta) = \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H_y(0, y) \exp(-ik_0\beta y) dy. \quad (13)$$

Остальные компоненты поля могут быть получены из (6)–(8). Уравнение (12) полностью идентично интегральному представлению поля через угловой спектр плоских волн, используемому в скалярной теории дифракции [12, 13]. Уравнение (12) позволяет записать интеграл Кирхгофа для ПЭВ в виде

$$H_y(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} H_y(0, u) G(x, y - u) du, \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} G(x, y) &= \\ &= \frac{k_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(i\sqrt{k_{SPP}^2 - k_0^2 \beta^2} x\right) \exp(ik_0 \beta y) d\beta = \\ &= \frac{ik_{SPP} x}{2\sqrt{x^2 + y^2}} H_1^1\left(k_{SPP} \sqrt{x^2 + y^2}\right), \end{aligned} \quad (15)$$

$H_1^1(x)$ — функция Ханкеля первого рода, первого порядка [17]. Заменяя функцию Ханкеля асимптотическим выражением при больших значениях аргумента [17], получим

$$\begin{aligned} G(x, y) &= \\ &= \sqrt{\frac{ik_{SPP}}{2\pi\sqrt{x^2 + y^2}}} \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \exp\left(ik_{SPP} \sqrt{x^2 + y^2}\right). \end{aligned} \quad (16)$$

Уравнения (14), (16) являются аналогами интеграла Кирхгофа в двумерном случае. Разлагая корень в (16), получим ядро интегрального преобразования для параксиального приближения Френеля

$$G(x, y) = \sqrt{\frac{ik_{SPP}}{2\pi x}} \exp(ik_{SPP} x) \exp\left(\frac{ik_{SPP} y^2}{2x}\right). \quad (17)$$

Уравнения (12), (13), (14), (17) использовались в [10, 11, 7] для моделирования электромагнитного поля на поверхности раздела сред. В [10, 11, 7] указанные интегральные представления использовались по аналогии со скалярной теорией [12]. Приведенные выше формулы являются строгим обоснованием указанных интегральных представлений.

Дифракционные оптические элементы для фокусировки ПЭВ

Для выполнения заданных преобразований волновых полей широко используются фазовые дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [18–20]. В скалярной теории дифракции прохождение падающей волны через ДОЭ описывается фазовой модуляцией входного волнового поля [21, 22]. Пусть выходная плоскость ДОЭ совпадает с плоскостью $x = 0$. При плоской падающей волне на выходе ДОЭ формируется поле с комплексной амплитудой

$$w(0, y) = A(y) \cdot \exp(i\varphi(y)), \quad (18)$$

где $A(y)$ — амплитуда падающей волны, $\varphi(y)$ — фазовая функция ДОЭ. Фазовая функция $\varphi(y)$ определяется высотой дифракционного микрорельефа $h(y)$. Расчет фазовой модуляции, осуществляемой ДОЭ в каждой точке y , сводится к решению модельной за-

дачи прохождения падающей волны через плоско-параллельную пластинку с толщиной $h(y)$.

Наиболее часто эта задача решается в приближении геометрической оптики. В этом случае

$$\varphi(y) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{\epsilon_b} - \sqrt{\epsilon_d}) h(y), \quad (19)$$

где ϵ_b, ϵ_d — диэлектрические проницаемости материала ДОЭ и окружающей среды. Задача расчета ДОЭ ставится как задача расчета фазовой функции $\varphi(y)$ из условия формирования в некоторой области поля с заданными характеристиками, например, с заданной амплитудой или фазой [21, 22]. Для расчета ДОЭ разработано множество эффективных итерационных и аналитических методов [21, 22].

Представленный интеграл Кирхгофа для ПЭВ (12)–(17) позволяет напрямую перенести методы расчета ДОЭ, используемые в скалярной теории, на расчет ДОЭ для преобразования и фокусировки ПЭВ. Рассмотрим прохождение ПЭВ, распространяющейся вдоль оси Ox , через диэлектрический ДОЭ, расположенный на поверхности распространения (рис. 1). ДОЭ описывается функцией «длины» $t(y)$ и изготовлен из материала с диэлектрической проницаемостью ϵ_b . Высоту ДОЭ в направлении оси z будем считать постоянной. Расчет поля за оптическим элементом в каждой точке y сведем к решению модельной задачи прохождения ПЭВ через диэлектрическую ступеньку с длиной $t(y)$. Геометрия модельной задачи приведена на рис. 2. ПЭВ $H_y^{(1)}(x) = \exp(ik_{SPP} x)$ в среде 1 падает на ступеньку слева, справа в среде 3 формируется выходная ПЭВ

$$H_y^{(3)}(x) = T_0 \cdot \exp(ik_{SPP}(x - t)), \quad (20)$$

где t — длина ступеньки. Амплитуду и фазу коэффициента пропускания T_0 в (20) будем рассматривать как амплитудно-фазовую модуляцию, осуществляемую диэлектрической ступенькой длины t . При прохождении ПЭВ через диэлектрическую ступеньку часть энергии преобразуется в другие отраженные и прошедшие моды в средах 1 и 3.

В работе для решения задачи дифракции ПЭВ на диэлектрической ступеньке использовался метод Фурье мод [14–16]. Общая схема применения метода для решения данной задачи приведена в [10]. В методе Фурье мод поле в средах 1, 3 представляется в виде суперпозиции мод

$$\begin{aligned} H_y^{(1)}(x, z) &= \exp(ik_{SPP} x) + \\ &+ \sum_n R_n \exp(ik_0 \alpha_n^- x) \Psi_n(z), \\ H_y^{(3)}(x, z) &= T_0 \exp(ik_{SPP}(x - t)) + \\ &+ \sum_{n \neq 0} T_n \exp(ik_0 \alpha_n^+ (x - t)) \Psi_n(z). \end{aligned} \quad (21)$$

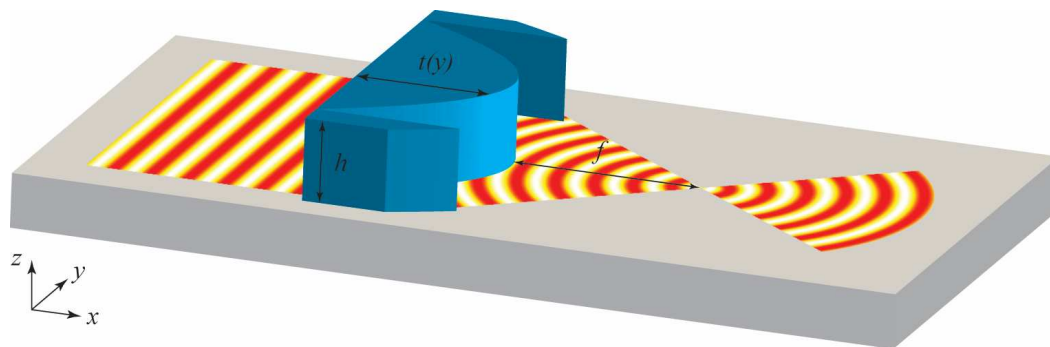


Рис. 1. Диэлектрический ДООЭ, расположенный на поверхности распространения ПЭВ

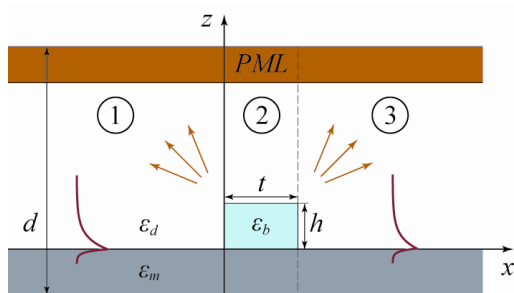


Рис. 2. Геометрия модельной задачи

Индексы \pm у констант распространения α_n^\pm указывают знак их действительной части и определяют направления распространения мод. При этом знаки \pm соответствуют распространению по оси Ox и против оси Ox , соответственно. Поперечные распределения мод в (21) представлены в виде отрезков рядов Фурье:

$$\Psi_n(z) = \sum_j w_{nj} \exp\left(i \frac{2\pi}{d} jz\right). \quad (22)$$

Константы распространения α_n^\pm и коэффициенты разложения w_{nj} в (22) определяются из решения задачи на собственные значения. Константы распространения α_n^\pm и коэффициенты w_{nj} являются собственными значениями и собственными векторами матрицы, состоящей из коэффициентов Фурье функции диэлектрической проницаемости [14, 15]. Периодическое представление поля по переменной z в (21), (22) соответствует периодической структуре. При расчетах функция диэлектрической проницаемости $\epsilon(z), |z| < d/2$ предполагалась периодичной с периодом d . Периодичность вводится специально для использования метода Фурье мод [15]. Для устранения влияния между периодами на границах периода использовались согласованные поглощающие слои (PML—perfectly matched layers) [15, 23].

На рис. 3 приведены расчетные зависимости модуля и фазы коэффициента пропускания ПЭВ T_0 от длины t и высоты h диэлектрической ступеньки.

Расчет производился при следующих параметрах: $\lambda = 550$ нм, $\epsilon_m = -13,686 + 0,444i$, $\epsilon_d = 1$, $\epsilon_b = 2,25$. Значение ϵ_m соответствует диэлектрической проницаемости серебра при указанной длине волны.

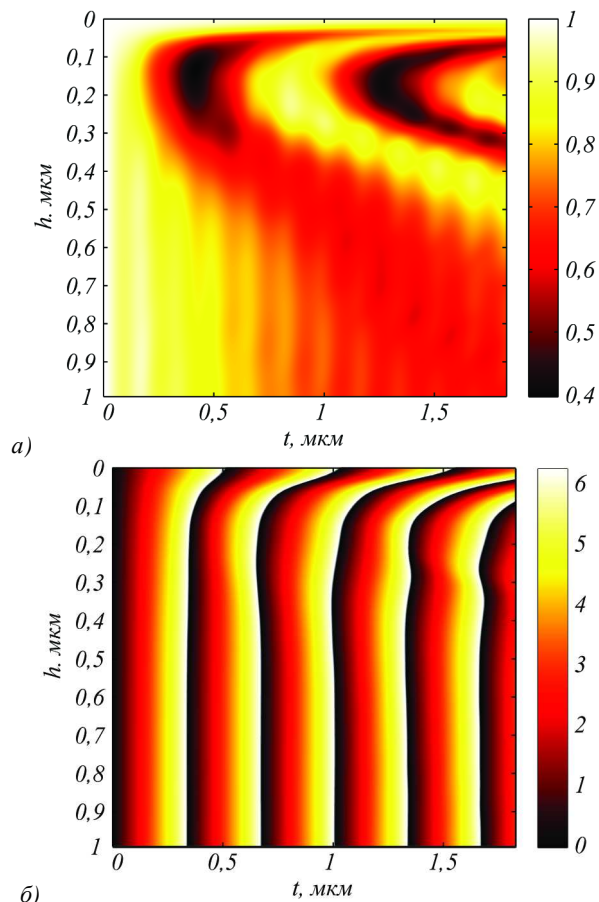


Рис. 3. Модуль $|T_0(h,t)|$ (а) и фаза $\varphi(h,t) = \arg(T_0(h,t))$ (б) коэффициента пропускания диэлектрической ступеньки

Рис. 3 показывает, что зависимость фазы от длины ступеньки становится близкой к линейной при увеличении высоты ступеньки.

При этом фаза начинает приобретать линейный вид при высоте $h \approx 0,25$ мкм. Глубина проникновения ПЭВ в среду δ_d определяется как расстояние, на котором амплитуда волны уменьшается в e раз [24]. При указанных параметрах $\delta_d = 0,13$ мкм. Таким образом, зависимость становится квазилинейной при $h \approx 2\delta_d$, что соответствует уменьшению амплитуды ПЭВ в e^2 раз. При $h > 4\delta_d$ фаза хорошо описывается выражением

$$\varphi(t, h) = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_b \epsilon_m}{\epsilon_b + \epsilon_m}} t = k_{SPP}^b t, \quad (23)$$

где k_{SPP}^b — волновой вектор ПЭВ в области ступеньки. Выражение (23) аналогично формуле геометрической оптики, используемой для набегу фазы плоской волны через слой с толщиной t . Максимальное значение толщины ступеньки $t_{max} = 1,67\lambda$ на рис. 3 выбиралось из условия $\Delta\varphi(h) = (k_{SPP}^b - k_{SPP})h_{max} = 2\pi$. Это условие обеспечивает интервал разности фаз $[0, 2\pi]$ между ПЭВ, прошедшей через ступеньку с диэлектрической проницаемостью ϵ_b , и ПЭВ, распространяющейся в исходной среде. Введем функцию $\Delta(h, t) = \arg(T_0(h, t)) - k_{SPP}^b t$, характеризующую ошибку формулы (23) при фиксированном h . Максимальное значение ошибки $\Delta(h, t)$ при $h = 1$ мкм составляет менее $\pi/17$. При расчете ДОО подобная ошибка в фазовой функции в большинстве случаев не является существенной [19, 20]. Модуль коэффициента пропускания при $h = 1$ мкм составляет более 0,7.

Линейная связь фазового набегу с шириной диэлектрической ступеньки позволяет формировать заданные фазовые распределения за счет изменения длины ступеньки. Таким образом, для преобразования и фокусировки ПЭВ могут быть использованы дифракционные диэлектрические структуры с изменяющейся длиной и фиксированной высотой. Согласно (23), «длина ДОО» для формирования заданной фазовой функции $\varphi(y)$ имеет вид

$$t(y) = \varphi(y) / (k_{SPP}^b - k_{SPP}). \quad (24)$$

Рис. 3 показывает, что существует возможность изменения фазы прошедшей ПЭВ за счет изменения высоты ступеньки при фиксированной длине. В частности, на рис. 4 представлены зависимости модуля коэффициента пропускания и фазы прошедшей ПЭВ от высоты ступеньки при фиксированной длине $t = 1055$ нм.

Рис. 4 показывает возможность фазовой модуляции в интервале $[0, 2\pi]$ при изменении высоты ступеньки от 0 до 180 нм. При этом модуль коэффициента пропускания составляет более 0,7.

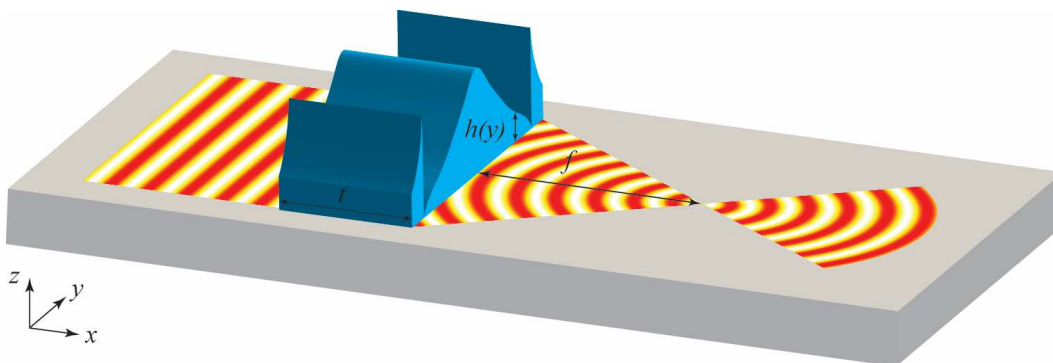


Рис. 5. Диэлектрический ДОО с изменяющейся высотой и фиксированной длиной

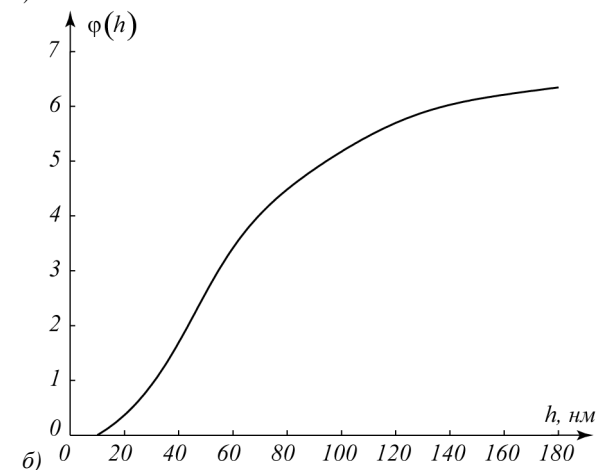
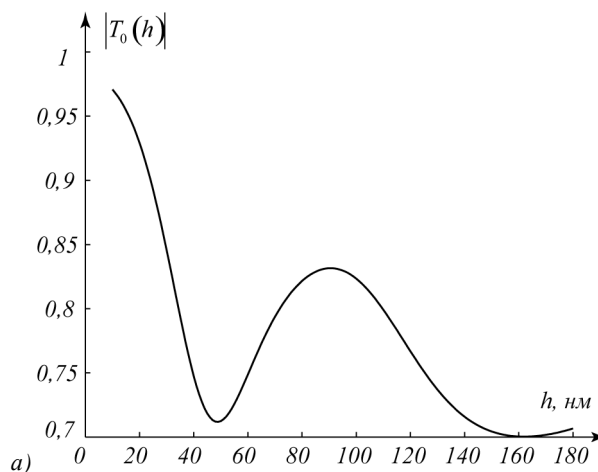


Рис. 4. Зависимости модуля $|T_0(h)|$ (а), и фазы $\varphi(h)$ (б) коэффициента пропускания диэлектрической ступеньки от ее высоты при длине ступеньки $t = 1055$ нм

Таким образом, для преобразования и фокусировки ПЭВ могут быть также использованы диэлектрические структуры с изменяющейся высотой и фиксированной длиной (рис. 5).

Рассмотрим в качестве примера расчет линз ПЭВ с использованием модуляции длины и высоты ступеньки. Согласно (14), (16), фазовая функция дифракционной линзы с фокусом f имеет вид

$$\varphi(y) = -\text{mod}_{2\pi} \left(\text{Re}(k_{SPP}) \sqrt{y^2 + f^2} + \varphi_0 \right), \quad (25)$$

где φ_0 — произвольная постоянная.

На рис. 6а приведены функции длины микрорельефа линзы и амплитудного пропускания, рассчитанные при фокусе $f = 8\lambda_{SPP}$ и размере апертуры линзы $2a = 10\lambda_{SPP}$. Длина микрорельефа нормирована на длину волны ПЭВ. Расчет длины проводился по формулам (24), (25). На рис. 6б показано распределение величины $|H_y(x, y)|$, сформированное линзой и рассчитанное по формулам (14), (15). Рис. 6б показывает фокусировку в точку на прямой $x = f = 8\lambda_{SPP}$.

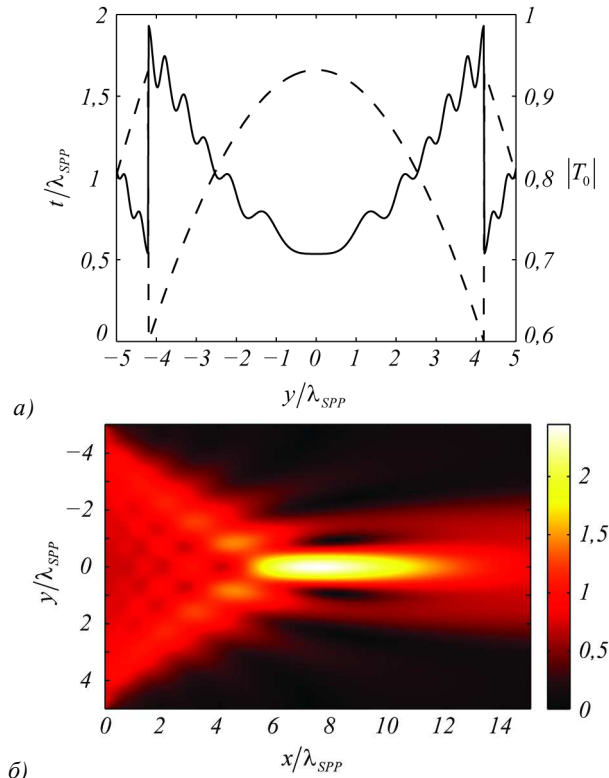


Рис. 6. Функция длины, нормированная на длину волны ПЭВ (пунктирная линия) и функция амплитудного пропускания (сплошная линия) (а), формируемое распределение $|H_y(x, y)|$ (б)

На рис. 7а приведены функции высоты микрорельефа линзы и амплитудного пропускания для линзы, рассчитанной при фиксированной длине ступеньки $t = 1055$ нм (рис. 5). Параметры линзы совпадают с предыдущим примером.

Высота микрорельефа линзы была рассчитана численно из зависимости $\varphi(h)$, приведенной на рис. 4б. Формируемое распределение величины $|H_y(x, y)|$ приведено на рис. 7б и также показывает фокусировку в точку. Графики на рис. 6б и 7б близки по структуре.

Дифракционная эффективность линз была оценена по формуле [10]

$$T_e = 100 \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|I(\beta)|^2 \operatorname{Re}(\sqrt{k_{SPP}^2 - k_0^2 \beta^2})}{\operatorname{Re}(k_{SPP})} d\beta (\%). \quad (26)$$

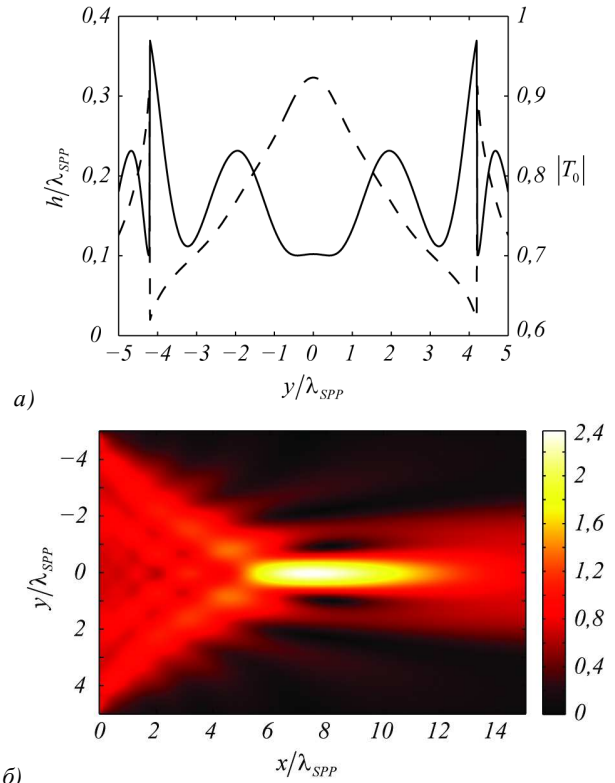


Рис. 7. (а) Функция высоты, нормированная на длину волны ПЭВ (пунктирная линия) и функция амплитудного пропускания (сплошная линия) (а), формируемое распределение $|H_y(x, y)|$ (б)

Дифракционная эффективность составила 60,5% для линзы, показанной на рис. 1, и 56,5% для линзы, показанной на рис. 5.

Заключение

Непосредственно из уравнений Максвелла получено интегральное представление электромагнитного поля на границе раздела сред через угловой спектр ПЭВ и интеграл Кирхгофа. На основе строгого решения задачи дифракции ПЭВ на диэлектрической ступеньке, расположенной непосредственно на поверхности распространения, показана возможность фазовой модуляции ПЭВ как за счет изменения длины ступеньки при фиксированной высоте, так и за счет изменения высоты ступеньки при фиксированной длине. С использованием указанных типов модуляции проведен расчет дифракционных линз для фокусировки ПЭВ. Дифракционная эффективность линз превышает 56%. Рассмотренные типы модуляции могут быть использованы для расчета дифракционных оптических элементов общего вида, рассчитанных с использованием подходов скалярной теории дифракции из условия выполнения заданных преобразований ПЭВ.

Способ фазовой модуляции ПЭВ может быть обобщен. В частности, модуляция ПЭВ может быть осуществлена за счет перфорирования поверхности распространения системой прямоугольных выемок субволнового размера.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3086.2008.9), «Фонда содействия отечественной науке», грантов РФФИ № 09-07-92421, 07-01-96602, 07-07-91580.

Литература

1. **Barnes, W.L.** Surface plasmon subwavelength optics / W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen // *Nature*. — 2003. — Vol. 424. — P. 824–830.
2. **Berini, P.** Long-range surface plasmons on ultrathin membranes / P. Berini, R. Charbonneau, N. Lahoud // *Nano Lett.* — 2007. — Vol. 7. — P. 1376–1380.
3. **Lee, I.-M.** Dispersion characteristics of channel plasmon polariton waveguides with step-trench-type grooves / I.-M. Lee, J. Jung, J. Park, H. Kim, B. Lee // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15. — P. 16596–16603.
4. **Hohenau, A.** Dielectric optical elements for surface plasmons / A. Hohenau, [and other] // *Optics Letters*. — 2005. — Vol. 30(8). — P. 893–895.
5. **Radko, I.P.** Surface plasmon polariton beam focusing with parabolic nanoparticle chains / I.P. Radko, S.I. Bozhevolnyi // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15(11). — P. 6576–6582.
6. **Fan, X.** Nanoscale metal waveguide arrays as plasmon lenses / X. Fan, G.P. Wang // *Optics Letters*. — 2006. — Vol. 31(9). — P. 1332–1335.
7. **Feng, L.** Fourier plasmonics: Diffractive focusing of in-plane surface plasmon polariton waves / L. Feng, K.A. Tetz, B. Slutsky, V. Lomakin, Y. Fainman // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. 91. — P. 081101.
8. **Steele, J.M.** Resonant and non-resonant generation and focusing of surface plasmons with circular gratings / J.M. Steele, Z. Liu, Y. Wang, X. Zhang // *Opt. Express*. — 2006. — Vol. 14(12). — P. 5664–5670.
9. **Yanai, A.** Plasmonic focusing with a coaxial structure illuminated by radially polarized light / A. Yanai, U. Levy // *Opt. Express*. — 2009. — Vol. 17(2). — P. 924–932.
10. **Kim, H.** Focusing properties of surface plasmon polariton floating dielectric lenses / H. Kim, J. Hahn, B. Lee // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16(5). — P. 3049–3057.
11. **Zia, R.** Surface plasmon polariton analogue to young's double-slit experiment / R. Zia, M.L. Brongersma // *Nature Nanotechnology*. — 2007. — Vol. 2(7). — P. 426–429.
12. **Goodman, J.W.** Introduction to Fourier Optics, 2nd ed. / J.W. Goodman — New York: McGraw-Hill, 1996. — 441 pp.
13. **Зверев, В.А.** Радиооптика / В.А.Зверев — М.: Советское радио, 1975. — 304 с.
14. **Li, L.** Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures / L. Li // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1996. — Vol. 13(9). — P. 1870–1876.
15. **Silberstein, E.** Use of grating theories in integrated optics / E. Silberstein, P. Lalanne, J. Hugonin, Q. Cao // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 2001. — Vol. 18(11). — P. 2865–2875.
16. **Moharam, M.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M. Moharam, D. Pommet, E. Grann, T.K. Gaylord // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1995. — Vol. 12(5). — P. 1077–1086.
17. **Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables (Tenth Printing)** / edited by M. Abramowitz and I.A. Stegun — Washington: National Bureau of Standards, 1972. — 1076 pp.

18. **Азаров, А.А.** Фазовые оптические элементы с произвольной заданной диаграммой направленности / А.А. Азаров, И.Д. Багбая, А.Е. Березный, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер // *Компьютерная оптика*. — 1987. — № 1. — С. 116–128. — ISSN 0134-2452.
19. **Голуб, М.А.** Формирование эталонных волновых фронтов элементами компьютерной оптики / М.А. Голуб, Н.Л. Казанский, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер // *Компьютерная оптика*. — 1990. — № 7. — С. 3–25. — ISSN 0134-2452.
20. **Голуб, М.А.** Моданы — новые элементы компьютерной оптики / М.А. Голуб, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер // *Компьютерная оптика*. — 1990. — № 8. — С. 3–64. — ISSN 0134-2452.
21. **Soifer, V.** Iterative Methods for Diffractive Optical Elements Computation / V. Soifer, V. Kotlyar, L. Doskolovich — London, Taylor&Francis Ltd., 1997. — 244 pp.
22. **Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements** / edited by V.A. Soifer — New York, John Wiley & Sons, Inc, 2002. — 765 pp.
23. **Berenger, J.P.** A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves / J.P. Berenger // *J. of Computational Physics*. — 1994. — Vol. 114(2). — P. 185–200.
24. **Barnes, W.L.** Surface plasmon-polariton length scales: a route to sub-wavelength optics / W.L. Barnes // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* — 2006. — Vol. 8. — P. 87–93.

References

1. **Barnes, W.L.** Surface plasmon subwavelength optics / W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen // *Nature*. — 2003. — Vol. 424. — P. 824–830.
2. **Berini, P.** Long-range surface plasmons on ultrathin membranes / P. Berini, R. Charbonneau, N. Lahoud // *Nano Lett.* — 2007. — Vol. 7. — P. 1376–1380.
3. **Lee, I.-M.** Dispersion characteristics of channel plasmon polariton waveguides with step-trench-type grooves / I.-M. Lee, J. Jung, J. Park, H. Kim, B. Lee // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15. — P. 16596–16603.
4. **Hohenau, A.** Dielectric optical elements for surface plasmons / A. Hohenau, [and other] // *Optics Letters*. — 2005. — Vol. 30(8). — P. 893–895.
5. **Radko, I.P.** Surface plasmon polariton beam focusing with parabolic nanoparticle chains / I.P. Radko, S.I. Bozhevolnyi // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15(11). — P. 6576–6582.
6. **Fan, X.** Nanoscale metal waveguide arrays as plasmon lenses / X. Fan, G.P. Wang // *Optics Letters*. — 2006. — Vol. 31(9). — P. 1332–1335.
7. **Feng, L.** Fourier plasmonics: Diffractive focusing of in-plane surface plasmon polariton waves / L. Feng, K.A. Tetz, B. Slutsky, V. Lomakin, Y. Fainman // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. 91. — P. 081101.
8. **Steele, J.M.** Resonant and non-resonant generation and focusing of surface plasmons with circular gratings / J.M. Steele, Z. Liu, Y. Wang, X. Zhang // *Opt. Express*. — 2006. — Vol. 14(12). — P. 5664–5670.
9. **Yanai, A.** Plasmonic focusing with a coaxial structure illuminated by radially polarized light / A. Yanai, U. Levy // *Opt. Express*. — 2009. — Vol. 17(2). — P. 924–932.
10. **Kim, H.** Focusing properties of surface plasmon polariton floating dielectric lenses / H. Kim, J. Hahn, B. Lee // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16(5). — P. 3049–3057.
11. **Zia, R.** Surface plasmon polariton analogue to young's double-slit experiment / R. Zia, M.L. Brongersma // *Nature Nanotechnology*. — 2007. — Vol. 2(7). — P. 426–429.

12. **Goodman, J.W.** Introduction to Fourier Optics, 2nd ed. / J.W. Goodman — New York: McGraw-Hill, 1996. — 441 pp.
13. **Zverev, V.A.** Radiooptics / V.A. Zverev — Moscow: Soviet radio, 1975. — 304 pp. — (in Russian).
14. **Li, L.** Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures / L. Li // J. Opt. Soc. Am. A. — 1996. — Vol. 13(9). — P. 1870–1876.
15. **Silberstein, E.** Use of grating theories in integrated optics / E. Silberstein, P. Lalanne, J. Hugonin, Q. Cao // J. Opt. Soc. Am. A. — 2001. — Vol. 18(11). — P. 2865–2875.
16. **Moharam, M.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M. Moharam, D. Pommet, E. Grann, T.K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. A. — 1995. — Vol. 12(5). — P. 1077–1086.
17. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables (Tenth Printing) / edited by M. Abramowitz and I.A. Stegun — Washington: National Bureau of Standards, 1972. — 1076 pp.
18. **Azarov, A.A.** Phase optical elements with arbitrary given directivity diagram / A.A. Azarov, I.D. Bagbaya, A.E. Berezny, I.N. Sisakian, V.A. Soifer // Computer Optics. — 1987. — № 1. — С. 116–128. — ISSN 0134-2452. — (in Russian).
19. **Golub, M.A.** Formation of reference wavefronts by means of computer optics elements / M.A. Golub, N.L. Kazanskiy, I.N. Sisakian, V.A. Soifer // Computer Optics. — 1990. — № 7. — P. 3–25. — ISSN 0134-2452. — (in Russian).
20. **Golub, M.A.** Modans — new elements of computer optics / M.A. Golub, I.N. Sisakian, V.A. Soifer // Computer Optics. — 1990. — № 8. — P. 3–64. — ISSN 0134-2452. — (in Russian).
21. **Soifer, V.** Iterative Methods for Diffractive Optical Elements Computation / V. Soifer, V. Kotlyar, L. Doskolovich — London, Taylor&Francis Ltd., 1997. — 244 pp.
22. Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements / edited by V.A. Soifer — New York, John Wiley & Sons, Inc, 2002. — 765 pp.
23. **Berenger, J.P.** A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves / J.P. Berenger // J. of Computational Physics. — 1994. — Vol. 114(2). — P. 185–200.
24. **Barnes, W.L.** Surface plasmon-polariton length scales: a route to sub-wavelength optics / W.L. Barnes // J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. — 2006. — Vol. 8. — P. 87–93.

THE DESIGN OF THE DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS TO FOCUS SURFACE PLASMONS

*Evgeni Anatolievich Bezus^{1,2} (engineer, e-mail: evgeni.bezus@gmail.com),
Leonid Leonidovich Doskolovich^{1,2} (leading researcher, e-mail: leonid@smr.ru),
Nikolay Lvovich Kazanskiy^{1,2} (deputy director, e-mail: kazansky@smr.ru),
Victor Alexandrovich Soifer^{1,2} (director, e-mail: ipsi@smr.ru),
Sergei Ivanovich Kharitonov^{1,2} (senior researcher, e-mail: prognoz@smr.ru)
Marco Pizzi³ (senior researcher, e-mail: marco.pizzi@chilab.polito.it)
Pietro Perlo⁴ (research coordinator, senior researcher, e-mail: pietero.perlo@crf.it)*

¹ Image Processing Systems Institute of the RAS,

² S.P. Korolyov Samara State Aerospace University,

³ Polytechnical Institute of Turin, Italy,

⁴ Fiat Research Centre, Orbassano, Italy

Abstract

Derivation of the integral representation of the electromagnetic field at the interface between two media as the angular spectrum of surface plasmons is considered. Design of the diffraction structures to transform and focus surface plasmons is presented. The design is based on a phase modulation of the surface plasmon provided by the dielectric block deposited on the interface. The modulation can be realized by changing height or width of the dielectric block. As an example, design of diffractive elements for focusing surface plasmons is considered.

Key words: surface plasmon, Maxwell equations, dispersion relation, diffraction, angular spectrum, Kirchoff integral.

Поступила в редакцию 14.05.2009 г.