

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ПОДАВЛЕНИЕ ОТРАЖЕННОГО ГАУССОВА ПУЧКА

© 2010 г. Ю. Ф. Наседкина, канд. физ.-мат. наук; Д. И. Семенцов, доктор физ.-мат. наук

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

E-mail: asper3005@yandex.ru, sementsovdi@mail.ru

Исследуется возможность подавления отраженного пучка от структуры пленка – слабопоглощающая подложка. Показано, что при выполнении условия первого интерференционного минимума можно достичь почти полного отсутствия отраженного пучка в области достаточно больших углов падения.

Ключевые слова: гауссов пучок, поглощающая среда, тонкая пленка, интерференция.

Коды OCIS: 260.3160, 310.6860

Поступила в редакцию 29.12.2009

Введение

Проблема отражения плоской электромагнитной волны от планарных структур является классической и широко исследовалась экспериментально и теоретически с учетом различных свойств сред, составляющих структуру [1, 2]. Особенности отражения световых пучков от пленочных структур широко обсуждаются в литературе, поскольку имеют фундаментальное значение для многих разделов физической оптики и ее практических приложений [3–6]. Задача подавления отраженных пучков и ее практическое решение имеют не только важное фундаментальное, но и прикладное значение. Подавление отраженных пучков может быть осуществлено на основе ряда физических принципов (интерференционных, дифракционных, резонансных) и с использованием различного типа сред [7–9]. Однако реализация такого подавления в широком диапазоне углов падения пучка с учетом его углового спектра, как правило, труднодостижима. Наличие поглощения может существенно изменить картину отражения. Известно, что при отражении от слоя ограниченной толщины коэффициенты отражения плоских волн достаточно быстро изменяются с углом падения, что связано с выполнением интерференционных условий для волн, отраженных от обеих границ раздела сред. В настоящей работе на основе численного анализа исследуется отражение светового гауссова пучка от нанесенной на слабопоглощающую подложку прозрачной диэлектрической пленки, толщина которой удо-

влетворяет первому интерференционному условию погашения при нормальном падении. В этом случае отраженные пучки с не очень широким угловым спектром испытывают существенное ослабление в достаточно широком диапазоне углов падения.

Основные соотношения

Рассмотрим двумерный гауссов пучок, падающий под углом θ_0 на тонкую непоглощающую пленку толщиной h , нанесенную на слабопоглощающую подложку. Диэлектрические проницаемости среды падения ϵ_1 и пленки ϵ_2 являются действительными величинами, проницаемость подложки ϵ_3 – комплексная. Все среды являются изотропными. Направим ось Z вдоль нормали к верхней границе раздела сред, совпадающей с плоскостью XY , а ось Y – перпендикулярно плоскости падения. Будем считать вектор электрического поля в падающем монохроматическом пучке перпендикулярным плоскости падения (s -поляризация), а зависимость поля от времени пропорциональной множителю $\exp(i\omega t)$. Распределение поля падающего гауссова пучка вдоль границы раздела сред ($z = 0$) может быть представлено следующим образом [10]:

$$E(x, 0) = E_0 \frac{w_0}{w_c} \exp \times \\ \times \left[-i \left(x k_{x0} + \arctg \frac{2l_c}{k_1 w_0^2} - k_1 l_c \right) - \frac{x^2}{w_c^2} \cos^2 \theta_0 \right], \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда поля в шейке пучка, отстоящей от границы раздела сред на расстоянии l_c ,

ω_0 и $w_c = w_0 \sqrt{1 + 4l_c^2/k_1^2 w_0^4}$ – ширина пучка в его шейке и на границе раздела сред соответственно, $k_{x0} = k_1 \sin \theta_0$, $k_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_1}$, $k_0 = \omega/c$, ω – частота, c – скорость света в вакууме.

Фурье-образом функции, заданной соотношением (1), является спектр вида

$$E(k_x) = \frac{E_c}{2\sqrt{\pi}} \frac{w_c}{\cos \theta_0} \exp \left[-\frac{w_c^2 (k_{x0} - k_x)^2}{4 \cos^2 \theta_0} \right], \quad (2)$$

где $k_x = k_1 \sin \theta$ – проекция волнового вектора на ось X соответствующей плосковолновой компоненты пучка, имеющей отстройку по углу падения от центральной компоненты $\Delta \theta = \theta - \theta_0$. Распределение поля в отраженном пучке находится путем интегрирования по всем отраженным плоским волнам с различными углами падения

$$\begin{aligned} E_r(x, z) &= \\ &= \int r(k_x) E(k_x) \exp(-ik_x x + iz\sqrt{k_1^2 - k_x^2}) dk_x. \end{aligned} \quad (3)$$

В этом выражении амплитудный коэффициент отражения $r(k_x)$ от структуры, состоящей из тонкой прозрачной пленки толщиной h , нанесенной на слабо поглощающую (в рассматриваемом диапазоне длин волн) подложку, определяется выражением [2]

$$r = \frac{r_{12} + \rho_{23} \cos(2\beta + \varphi_{23})}{1 + r_{12} \rho_{23} \exp[i(2\beta + \varphi_{23})]}. \quad (4)$$

Здесь r_{12} – вещественный коэффициент отражения от верхней границы раздела, ρ_{23} и φ_{23} – модуль и фаза комплексного коэффициента отражения r_{23} от нижней границы раздела $r_{23} = \rho_{23} \exp i\varphi_{23}$, а также введен фазовый параметр

$$\beta = \frac{2\pi h}{\lambda} \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2 = \frac{2\pi h}{\lambda} \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_0}, \quad (5)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$ – длина падающей волны. Параметр 2β определяет разность фаз волн, отраженных от двух границ пленки в отсутствие поглощения в структуре.

При наличии поглощения в подложке ее диэлектрическая проницаемость является комплексной величиной $\epsilon_3 = \epsilon'_3 + i\epsilon''_3$. В этом случае для характеристики поглощающей среды удобно ввести эффективный показатель преломления n_3 и коэффициент экстинкции κ_3 соотношением $\sqrt{\epsilon_3} = n_3 + i\kappa_3$, где

$$\begin{aligned} n_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\epsilon'^2_3 + \epsilon''^2_3} + \epsilon'_3 \right)^{1/2}, \\ \kappa_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\epsilon'^2_3 + \epsilon''^2_3} - \epsilon'_3 \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

При этом разность фаз волн, отраженных от двух границ раздела, с учетом дополнительного слагаемого φ_{23} определяется соотношением

$$\begin{aligned} \varphi_{23} + 2\beta &= \arctg \frac{2v_3 \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2}{u_3^2 + v_3^2 - \epsilon_2 \cos^2 \theta_2} + \\ &+ \frac{4\pi h}{\lambda} \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2, \end{aligned} \quad (7)$$

где параметры u_3 и v_3 вводятся следующим образом: $\sqrt{\epsilon_3} \cos \theta_3 = u_3 + i v_3$ и

$$\begin{aligned} \frac{u_3}{v_3} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{(n_3^2 - \kappa_3^2 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_2)^2 + 4n_3^4 \kappa_3^2} \pm \right. \\ &\left. \pm (n_3^2 - \kappa_3^2 - \epsilon_2 \sin^2 \theta_2) \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициент отражения r_{12} и модуль коэффициента r_{23} определяются выражениями

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{\sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2 - \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0}{\sqrt{\epsilon_2} \cos \theta_2 + \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_0}, \\ \rho_{23}^2 &= \frac{(n_2 \cos \theta_2 - u_3)^2 + v_3^2}{(n_2 \cos \theta_2 + u_3)^2 + v_3^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Численный анализ

Энергетический коэффициент отражения от рассматриваемой структуры $R = |r|^2$. Интерференционное условие взаимного усиления или ослабления волн, отраженных от двух границ раздела сред, имеет вид $2\beta + \varphi_{23} = m\pi$, где четным значениям m соответствуют максимумы, а нечетным – минимумы интенсивности отраженной волны. В пренебрежении поглощением наименьшая толщина пленки, при которой выполняется условие интерференционного минимума при нормальном падении волны, равна $h_{\min} = \lambda / 4\sqrt{\epsilon_2}$. В этом случае минимальное значение коэффициента отражения определяется выражением

$$R_{\min} = (r_{12} - r_{23})^2 / (1 + r_{12} r_{23})^2, \quad (10)$$

анализ которого показывает, что коэффициент отражения от структуры обращается в ноль при выполнении условия $\epsilon_2 = \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_3}$.

Выберем материальные параметры сред следующими: средой, из которой падает световой

пучок, является вакуум с $\epsilon_1 = 1$, материалом пленки является кварц с $\epsilon_2 = 2,13$, подложкой – полупроводник GaS со значением $\epsilon'_3 = 5,8$ [11]. Наличие поглощения может существенно изменить картину отражения. Введем параметр, равный отношению мнимой части диэлектрической проницаемости подложки к ее действительной части $\eta = \epsilon''_3/\epsilon'_3$. Для слабопоглощающей среды характерны значения $\eta \ll 1$, противоположный случай отвечает значениям $\eta \gg 1$.

На рис. 1а для структуры “пленка–подложка” приведена зависимость энергетического коэффициента отражения плосковолновых компонент R от толщины пленки, заданной в единицах длин волн. Кривые 1–3 отвечают нормальному падению ($\theta_0 = 0$) и значениям параметра $\eta_{1-3} = 0, 0,5, 1,0$. Видно, что с увеличением поглощения в подложке глубина минимума коэффициента отражения уменьшается, что связано с уменьшением доли энергии, отраженной от нижней границы раздела. Осцилляции коэффициента отражения связаны с интерференцией компонент, отраженных от двух границ раздела. Выбранным значениям параметра η отвечают минимумы коэффициента отражения, полученные при толщинах пленки $h_{1-3} = (0,180, 0,150, 0,142)\lambda$ соответственно.

На рис. 1б представлены угловые распределения коэффициента R для структуры с указанными выше параметрами η_{1-3} и толщинами h_{1-3} (кривые 1–3), удовлетворяющими условию первого интерференционного минимума при нормальному падении. Нормальному падению (кривая 1) отвечает минимальное значение коэффициента $R \approx 10^{-6}$, с увеличением угла падения его величина монотонно возрастает. С ростом параметра η возрастает доля энергии, поглощенной на границе с подложкой, в связи с чем общий коэффициент отражения растет. Однако при выбранных значениях η_{1-3} величина R не превышает значения 0,04. Для приведенных кривых наблюдается глубокий минимум величины R значительной угловой ширины, который возможно использовать для подавления отраженного пучка.

С увеличением толщины пленки на угловую зависимость коэффициента отражения будет появляться ряд локальных минимумов, отвечающих различным углам падения. Глубина этих минимумов близка к нулю на небольших углах падения, их угловая ширина убывает с ростом толщины пленки. В этом случае при необходимости также можно достичь коэффициентов отражения, близких к нулю, путем под-

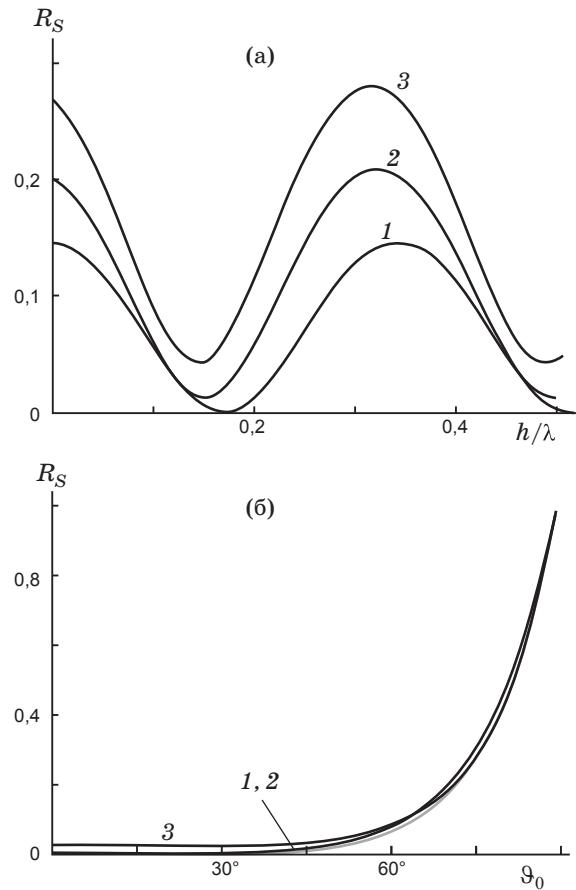


Рис. 1. Зависимость энергетического коэффициента отражения R плосковолновых компонент от толщины пленки, заданной в единицах длин волн (а). Угловые распределения коэффициента R для структур, удовлетворяющих условию первого интерференционного минимума при нормальном падении (б).

бора углов падения, отвечающих условию локального минимума при данной толщине пленки. Однако при $h \gg \lambda$ имеет место быстрое изменение коэффициентов отражения вблизи локальных экстремумов, что может при соответствующей угловой расходимости пучка приводить к сильной трансформации отраженного пучка. Указанные искажения будут характерны как для пучков s -, так и p -поляризаций. Поэтому при использовании толстых пленок необходимо оценить угловую дифракционную расходимость пучка $\Theta \approx \lambda/\pi\omega_0 \cos\theta_0$ и сравнить ее с угловой шириной соответствующего минимума. Если угловая ширина локальных осцилляций коэффициента R_s является величиной того же порядка, что и угловая расходимость падающего пучка, следует ожидать деформаций профиля отраженного пучка вплоть до его разделения на несколько пучков. При этом структура отра-

женного светового поля имеет сложный характер и формируется рядом факторов (поведением модуля и фазы коэффициента отражения в пределах углового спектра пучка, пространственным сдвигом Гооса–Хенхен компонент спектра, геометрическим фактором). В этом случае возможны резкие неоднородности распределения светового поля в отраженном пучке [6].

На рис. 2 представлены распределения относительной интенсивности $I_r(x)/I_0 = |E_r(x)|^2/|E_0|^2$ отраженного пучка, падающего из вакуума на структуру “пленка–подложка” нормально и под углом $\theta_0 = 30^\circ$ (а, б) к поверхности структуры. Толщина пленки h_{1-3} (кривые 1–3) отвечает условию минимума при указанных выше значениях поглощения в подложке η_{1-3} ; параметры пучка $w_0 = l_c = 10\lambda$. С увеличением мнимой части ϵ''_3 интенсивность отраженного пучка увеличивается. В случае нормального падения пучка при $\epsilon''_3 = 0$ пиковая интенсивность составляет $I_r \approx 10^{-3}I_0$ (кривая 1), а при $\epsilon''_3 = 5,8$ – $I_r \approx 0,01I_0$ (кривая 3). При наклонном падении профили

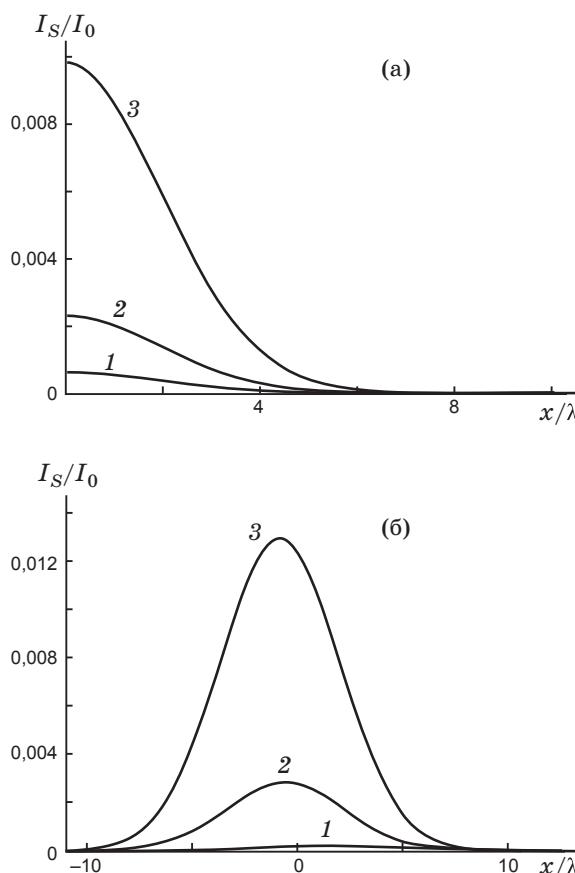


Рис. 2. Распределение относительной интенсивности отраженного пучка, падающего из вакуума на структуру “пленка–подложка” нормально (а) и под углом 30° (б) к поверхности структуры.

отраженных пучков сохраняют гауссову форму, при этом пиковая интенсивность оказывается несколько выше, чем при нормальном падении. Для пленок малой толщины, удовлетворяющих условию интерференционного минимума, подавление отраженного пучка достигается в достаточно широком диапазоне углов падения.

Проведенный анализ легко обобщить на случай p -поляризованных пучков, для которых также возможно подавление отражения от слабопоглощающей поверхности с помощью тонкой непоглощающей пленки. Предложенная интерференционная схема подавления отраженного излучения эффективна как для плоских волн, так и ограниченных пучков в достаточно широком диапазоне их углов падения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 856 с.
2. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
3. Годин О.А. Дифракционная теория смещения ограниченных волновых пучков при отражении // ЖЭТФ. 1984. Т. 54. В. 11. С. 2094–2103; 1985. Т. 55. С. 17–25.
4. Петров Н.С., Шакин В.А. Расчет коэффициента отражения световых пучков от нелинейных сред на основе плосковолнового приближения // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1986. № 1. С. 78–81.
5. Иванов О.В., Семенцов Д.И. Трансформация гауссова светового пучка при отражении вблизи угла Брюстера // Опт. и спектр. 2002. Т. 92. № 3. С. 462–467.
6. Наседкина Ю.Ф., Семенцов Д.И. Трансформация и сдвиг гауссова пучка при отражении от тонкой пленки // Опт. и спектр. 2007. Т. 102. № 5. С. 846–853.
7. Касимов Э.Р. Безотражательное поглощение электромагнитного излучения при его падении под углом на двухслойную систему диэлектрик–металл // Инженерно-физический журнал. 2003. Т. 76. № 1. С. 105–109.
8. Ziółkowski R.W. Pulsed and CW Gaussian beam interactions with double negative metamaterials slabs // Optics Express. 2003. V. 11. № 7. P. 662–681.
9. Гадомский О.Н., Шалин А.С. Эффект оптического просветления нанокристаллического монослоя и границы раздела двух сред // ЖЭТФ. 2007. Т. 132. В. 10. С. 870–874.
10. Ярив А. Введение в оптическую электронику. М.: Высшая школа, 1983. 398 с.
11. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А. и др. Физические величины: справочник / Под ред. Григорьева И.С., Мелихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.