

СТАТЬИ

УДК 535.399

О НАГРЕВЕ ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ЧЕРЕЗ ПОГЛОЩАЮЩУЮ ПОДЛОЖКУ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ С ГАУССОВЫМ ПРОФИЛЕМ

Джаманкызов Н.К., Акимжанова Ч.С., Исманов Ю.Х.

*Институт физики им. академика Ж.Ж. Жээнбаева НАН Кыргызской Республики,
Бишкек, e-mail: i_yusupjan@mail.ru*

Решена двумерная задача о нагреве тонкой пленки лазерным излучением через поглощающую подложку с целью проявления записанной голограммы на пленке. В рассмотренной модели предполагается, что фототермопластический носитель практически прозрачен для выбранных длин волн излучения лазера, а подложку при рассматриваемых условиях можно считать полубесконечным телом. Температура размягчения фототермопластической (ФТП) пленки находится из решения двумерной системы уравнений теплопроводности, описывающей двухслойную систему. Анализ картины нагрева показывает, что гауссовый профиль нагревающего луча крайне отрицательно влияет на качество проявления записи оптической информации, так как дифракционная эффективность на поверхности голограммы будет разной. Поэтому одной из главных задач использования лазеров для нагрева с целью проявления голограммы является получение равномерного освещения поверхности голограммы. Сделан вывод, что наиболее эффективным является использование фильтров с таким пропусканием, чтобы интенсивность прошедшего излучения в любой точке сечения пучка была такой же, как и на краю. Рассмотрены различные предельные случаи и найдены выражения для определения пороговой мощности и времени нагрева для достижения температуры размягчения. Знание температурного поля материала при воздействии лазерного излучения позволяет определить необходимые критические плотности потока излучения, падающего за данный промежуток времени t на поверхность ФТП материала для достижения заданной расчетной температуры.

Ключевые слова: фототермопластический носитель, подложка, лазер, гауссовый пучок, дифракционная эффективность, голограмма

ABOUT HEATING OF PHOTOTHERMOPLASTIC FILM THROUGH THE ABSORBING SUBSTRATE BY A LASER BEAM WITH GAUSS PROFILE

Dzhamankyzov N.K., Akimzhanova Ch.S., Ismanov Yu.Kh.

*Institute of Physics named after academician Zh.Zh. Zheenbaev of the National Academy
of Sciences of the Kyrgyz Republic, Bishkek, e-mail: i_yusupjan@mail.ru*

The two-dimensional problem of heating a thin film by laser radiation through an absorbing substrate with the goal of developing a recorded hologram on a film has been solved. In the considered model, it is assumed that the photothermoelastic carrier is practically transparent for the selected laser radiation wavelengths, and the substrate under the conditions considered can be considered a semi-infinite body. The softening temperature of a photothermoelastic film is found by solving a two-dimensional system of heat conduction equations describing a two-layer system. Analysis of the heating pattern shows that the Gaussian profile of the heating beam extremely negatively affects the quality of the manifestation of the recording of optical information, since the diffraction efficiency on the surface of the hologram will be different. Therefore, one of the main tasks of using lasers for heating in order to display a hologram is to obtain uniform illumination of the hologram surface. It was concluded that the most effective is the use of filters with such transmission that the intensity of the transmitted radiation at any point of the beam cross section is the same as at the edge. Various limiting cases are considered and expressions for determining the threshold power and heating time to reach the softening temperature are found. Knowledge of the temperature field of the material when exposed to laser radiation allows you to determine the necessary critical flux density of radiation incident during a given period of time t on the surface of the photothermoelastic material to achieve the specified calculated temperature.

Keywords: photothermoelastic carrier, substrate, laser, Gaussian beam, diffraction efficiency, hologram

Специфика лазерного облучения тонких пленок состоит прежде всего в том, что мишень представляет собой двух-, трехкомпонентную систему, состоящую из материалов с различными оптическими свойствами. Подводимая энергия в зависимости от длины волны поглощается в различных слоях в соответствии с их оптическими свойствами и перераспределяется между пленками и подложкой согласно теплофизическим свойствам материалов и длительностью облучения. Эти особенности определяют различие в режимах нагрева пленок при взаимодействии импульсов лазерного излучения различной длительности.

В информационных технологиях известно, что пленки аморфных молекулярных полупроводников [1] и пленки полимерных композиций с наночастицами [2] в последнее время становятся оптимальным фототермопластическим (ФТП) материалом для прикладной голографической интерферометрии, а также в молекулярной электронике [3]. Эти пленки при поглощении света используемого лазерного излучения, обладая низкой электропроводностью и высокой фотопроводимостью, легко деформируются выше температуры размягчения [4].

Способы записи информации на таких пленках имеют две особенности: создание

электрического поля, соответствующего распределению интенсивности света при экспонировании в регистрирующем слое, и тепловое проявление, при котором под действием кратковременного теплового импульса температура регистрирующего слоя повышается до температуры размягчения, и электростатические силы деформируют его поверхность в соответствии с распределением электростатического поля на ней, образуя голограмму, которая вновь стирается нагревом регистрирующего слоя на несколько градусов выше температуры размягчения.

Этап проявления скрытого электростатического изображения путем нагрева реверсивного носителя является наиболее специфичным. Эффективность его зависит от реологических и диэлектрических свойств регистрирующей среды. Существует несколько способов нагрева органических фотополимеров:

а) теплом, выделяемым при пропускании постоянного и переменного тока через элементы матрицы сопротивлений разной конфигурации, нанесенные на стеклянную подложку;

б) теплом, идущим от внешнего источника тепла;

в) теплом, выделяемым при пропускании токов высокой частоты через металлизированный подслой на стекле;

г) теплом, выделяемым при взаимодействии инфракрасного лазерного излучения с реверсивным носителем.

Как известно, для организации локальной, плотной и оперативной записи информации большое преимущество перед другими способами имеет проявление записи голограмм через нагрев регистрирующего слоя ИК лазерным излучением. Однако существующие носители имеют структуру ФТП пленка + металлический слой + подложка. Лазерный нагрев пленки в такой структуре рассмотрен в работе [5]. Если здесь металлический слой необходим для организации токового нагрева, то при лазерном нагреве необходимость нанесения этого слоя отпадает. Тогда фототермопластический носитель (ФТПН) становится двухслойной структурой ФТП пленка+подложка. Такая структура экономически дешевле, технологически проста и увеличивает плотность записи до 30 процентов за счет площади удаленных токопроводящих слоев, а также исчезают технологические узлы, управляющие режимами включения и выключения тока, осуществляющего нагрев пленки. Но это обстоятельство требует пересмотра условий лазерного нагрева ФТП пленки. Качество записи голограмм на ФТПН определяется оптимальным преобразованием скрытого электростатического изображения

в механический рельеф, который образуется в результате нагревания ФТП слоя до температуры размягчения T_p . Незначительное отклонение температуры проявления от оптимального значения T_p влечет за собой резкое падение дифракционной эффективности. Например отклонение температуры на 2°C приводит к падению дифракционной эффективности голограмм на 50% [6].

Это обстоятельство выдвигает особые требования к регулированию мощности лазерного источника – она должна быть определена для оптимального нагрева с заданной температурой размягчения T_p ФТП слоя. Следовательно, главная задача регистрации информации на ФТПН при проявлении излучением инфракрасных лазеров сводится к определению зависимости температуры поверхности ФТПН от параметров нагревающего лазера, а также от оптических и теплофизических параметров ФТПН. Кроме того, необходимо исследовать особенности развития тепловых полей ФТПН в зоне нагрева при различных формах и длительностях импульса нагрева.

Нагрев тонкой пленки, нанесенной на диэлектрическую подложку, рассматривался рядом авторов [7–9]. Основные физические процессы, протекающие при воздействии лазерного излучения на такую структуру, рассматриваются в работе [7], где обращается внимание как на материал пленки, так и на его оптические свойства.

Исследован нагрев тонких пленок в одномерном случае лазерным излучением в видимом и ИК диапазоне с плотностями потока $I < 10^6$ Вт/см², при которых пленки термически разрушаются. В [8] решается одномерная и двумерная задача нагрева металлической тонкой пленки, нанесенной на диэлектрическую подложку. Температура нагрева пленки и подложки находится путем решения системы уравнений теплопроводности при помощи преобразований Лапласа. В [9] задача определения температуры нагрева решается методом разложения в ряды по малому параметру. Однако во всех этих работах рассмотрен случай, когда нагреваемая пленка непрозрачна, а подложка прозрачна для облучаемых волн. В то же время, как показано в [10], большинство ФТП пленок в ИК области излучения являются практически прозрачными и их нагрев для проявления записи информации становится возможным только через нагрев поглощающей излучение подложки. Поэтому результаты [8–9] для этого случая становятся непригодными и в настоящей работе рассматривается вариант, когда нагрев ФТП пленки осуществляется через поглощающие излучения подложки.

Цель работы: анализ процесса нагрева ФТП пленки через подложку при нагреве излучением лазера.

Нагрев пленки

Пусть регистрирующий информацию ФТП слой нанесен равномерно на диэлектрический носитель и находится в идеальном тепловом контакте с подложкой. Их теплофизические и оптические параметры не зависят от температуры и от интенсивности облучения.

Тонкая ФТП пленка предполагается прозрачной для данной длины волны облучения, и к концу импульса излучения пленка прогревается довольно равномерно за счет теплопроводности, т.е.

$$h_1 \ll \sqrt{a_1 t}, \quad (1)$$

где a_1 – коэффициент теплопроводности материала пленки, t – длительность импульса излучения. За это время подложка прогреется на глубине $\sqrt{a_2 t}$, которая намного меньше, чем ее толщина, т.е. имеет место $h_2 \gg \sqrt{a_2 t}$, (a_2 – температуропроводность подложки). Это обстоятельство дает основание рассматривать подложку как полубесконечное тело.

Предположим, что в такой системе на поверхности ФТП пленки записывается голограмма с радиусом r_{HP} , которую надо нагревать излучением до температуры размягчения, при котором образуется деформированная поверхность согласно записанной на голограмме информации и происходит процесс ее фиксации. С этой целью вся площадь голограммы облучается со стороны пленки аксиально симметричным потоком излучения, интенсивность которого $w(r)$ зависит только от радиуса r . Процесс превращения световой энергии в тепловую описывается функциями тепловыделения в пленке

$$q_1(z, r) = 0,$$

так как она прозрачна, а в подложке

$$q_2(z, r) = Aw(r)e^{-\alpha_2 z} = w(r)q(z), \quad (2)$$

где $A = I_0 D_1 A_2 \alpha_2$, D_1 – коэффициент пропускания пленки, A_2 – поглощательная способность, α_2 – коэффициент поглощения подложки; функция $w(r)$ описывает ради-

альное распределение интенсивности, явный вид рассматривается ниже; ослабление светового потока по оси z описывается законом Бугера – Ламберта. I_0 – интенсивность излучения в точке $z = r = 0$.

При этих условиях искомая температура размягчения T_1 ФТП пленки находится из решения двухмерной системы уравнений теплопроводности следующего вида:

$$\frac{\partial T_{1,2}}{\partial t} - a_{1,2} \left[\frac{\partial^2 T_{1,2}}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_{1,2}}{\partial r} \right) \right] = \frac{q_{1,2}(r, z)}{\rho_{1,2} c_{1,2}}, \quad (3)$$

где ρ – плотность, c – теплоемкость, индексы 1, 2 относятся к параметрам пленки и подложки соответственно; $T = T(z, r, t)$.

Задача решается при следующих граничных и начальных условиях:

$$z = 0 \quad \frac{\partial T_1}{\partial z} = 0,$$

$$z = h \quad T_1 = T_2, \quad k_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = k_2 \frac{\partial T_2}{\partial z},$$

$$z = \infty \quad r = \infty \quad T_1 = T_2 = 0,$$

$$t = 0 \quad T_1 = T_2 = 0.$$

Применим к (3) интегральное преобразование Ханкеля нулевого порядка по координате r и преобразование Лапласа по времени t . Для трансформанта температуры $\bar{T}(z, s, p)$ (s и p -параметры интегральных преобразований соответственно Ханкеля и Лапласа) получим систему уравнений

$$\frac{\partial^2 \bar{T}_{1,2}}{\partial z^2} - (s^2 + \lambda_{1,2}^2) \bar{T}_{1,2} = \frac{\bar{q}_{1,2}(z, s)}{k_{1,2} p}, \quad (4)$$

где

$$\lambda_i = \sqrt{p / a_{i,2}},$$

$$\bar{q}_{1,2}(z, s) = \int_0^\infty J_0(s, r) q_{1,2}(z, r) r dr. \quad (5)$$

Решая систему (4), для изображений температуры ФТП пленки \bar{T}_1 находим

$$\bar{T}_1 = \frac{A}{k_2} \frac{w(s)}{p \sqrt{s^2 + \lambda_2^2} (\sqrt{s^2 + \lambda_2^2} + \alpha_2)} \frac{e^{\sqrt{s^2 + \lambda_2^2} z} + e^{-\sqrt{s^2 + \lambda_2^2} z}}{(1 + \nu) e^{\sqrt{s^2 + \lambda_2^2} h_1} + (1 - \nu) e^{-\sqrt{s^2 + \lambda_2^2} h_1}}, \quad (6)$$

где

$$\nu = \frac{k_1}{k_2} \sqrt{\frac{a_2}{a_1}} \sqrt{\frac{p + s^2 a_1}{p + s^2 a_2}} \quad \text{и} \quad w(s) = \int_0^\infty J_0(sr) w(r) r dr. \quad (7)$$

Если учитывать, что ширина луча имеет размер голограммы и она много больше, чем толщина пленки (т.е. $2r_H \gg h_1$), то для размера голограммы выполняется неравенство

$$sh_1 \ll 1. \tag{8}$$

Используя условие (8) в совокупности с условием (1), получим вместо (6) следующее выражение для $\bar{T}_1(z, s, p) = \bar{T}_1(s, p)$:

$$\bar{T}_1(s, p) = \frac{A}{\rho_1 c_1 h_1} \sqrt{a_2} \frac{w(s)}{p(\sqrt{p+s^2 a_2} + \alpha_2 \sqrt{a_2})} \frac{1}{p+s^2 a_1 + \gamma \sqrt{p+s^2 a_2}}, \tag{9}$$

где $\gamma = \frac{\rho_2 c_2 \sqrt{a_2}}{\rho_1 c_1 h_1}$.

Оригинал выражения (9) можно найти, разлагая изображение на простые дроби после использования теоремы смещения. Используя таблицу оригиналов, выполняя ряд операций и вычисляя интегралы, получим оригинал по параметру p в следующем виде:

$$\begin{aligned} T_1(s, t) = & \frac{I_0 D_1 A_2}{\rho_1 c_1 h_1} \frac{1}{n_2 - n_1} \left\{ \frac{n_2 - n_1}{(\alpha_2 \sqrt{a_2} - n_1)(\alpha_2 \sqrt{a_2} - n_2)} \frac{1}{1 - \frac{s^2}{\alpha_2^2}} \left[1 - \frac{s^2}{\alpha_2^2} O(s\sqrt{a_2}t - e^{(\alpha_2^2 - s^2)t} O^*(\alpha_2 \sqrt{a_2}t)) \right] + \right. \\ & + \frac{n_1}{n_1^2 - s^2 a_2} \frac{1}{1 - \frac{n_1}{\alpha_2 \sqrt{a_2}}} \left[1 - \frac{s\sqrt{a_2}}{n_1} O(s\sqrt{a_2}t) - e^{(n_1^2 - s^2)t} O^*(n_1 t) \right] - \frac{n_2}{n_2^2 - s^2 a_2} \frac{1}{1 - \frac{n_2}{\alpha_2 \sqrt{a_2}}} \times \\ & \left. \times \left[1 - \frac{s\sqrt{a_2}}{n_2} O(s\sqrt{a_2}t) - e^{(n_2^2 - s^2)t} O^*(n_2 t) \right] \right\}, \tag{10} \end{aligned}$$

где

$$n_1 = \frac{\gamma}{2} - \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} + s^2(a_2 - a_1)}; \quad n_2 = \frac{\gamma}{2} + \sqrt{\frac{\gamma^2}{4} + s^2(a_2 - a_1)}. \tag{11}$$

Окончательное решение задачи находится с помощью обратного преобразования Ханкеля

$$T_1(r, t) = \int_0^\infty J_0(s, r) T_1(s, t) s ds, \tag{12}$$

что вычисляется численным методом.

Однако при малых временах ($p \rightarrow \infty$) облучения можно получить аналитические выражения для температуры пленки. Это связано с применением условия (8). При малых толщинах пленки и когда радиус голограммы $r_H \gg h_1$, в знаменателе выражения (9) можно пренебречь слагаемым $s^2 a_i$ ($i = 1, 2$) по сравнению с величиной p , которое имеет большие значения при малых t . Тогда вместо (9) имеем

$$\bar{T}_1(s, p) = w(s) \frac{A}{\rho_1 c_1 h_1} \frac{1}{p^{3/2}(\sqrt{p} + \alpha_2 \sqrt{a_2})} \frac{1}{\sqrt{p} + \gamma}. \tag{13}$$

Переходя к оригиналам по параметрам p , используя таблицы [10], и по s с помощью обратного преобразования Ханкеля находим

$$T_1(r, t) = w(r)\theta(t), \tag{14}$$

где

$$\theta(t) = \frac{I_0 D_1 A_2}{\alpha_2 k_2} \left\{ 2\alpha_2 \sqrt{a_2} t + \frac{1}{1 - \Psi \sqrt{\alpha_2^2 a_2 t}} \left[F(\alpha_2 \sqrt{a_2} t) - F\left(\frac{1}{\Psi}\right) \Psi \sqrt{\alpha_2^2 a_2 t} \right] \right\}, \tag{15}$$

$$F(x) = e^{x^2} \operatorname{erfc}(x) - 1$$

описывает температуру пленки, зависящую только от времени облучения.

Параметр $\psi = \frac{\rho_1 c_1 h_1}{\rho_2 c_2 \sqrt{a_2 t}}$ – показывает темп нагрева пленки.

Следует отметить, что выражение (15) является решением одномерной задачи, которое получается из (2), если при выполнении условия (8) пренебречь радиальным изменением температуры и функцию распределения интенсивности считать равномерным по всей поверхности голограммы.

Как правило, для тонких пленок параметр $\psi \ll 1$ (например, для ФТП пленок на стеклянной подложке имеет место $\rho_1 < \rho_2$, $c_1 < c_2$ для времен, определенных выражением $h_1 \ll \sqrt{a_2 t}$). Тогда приведя выражение (15) к более простому и удобному для практического применения виду, для (14) имеем

$$T_1(r, t) = \frac{2I_0 D_1 A_2}{\sqrt{\pi k_2}} \sqrt{a_2 t} \left[1 + \frac{\sqrt{\pi} F(\alpha_2 \sqrt{a_2 t})}{2\alpha_2 \sqrt{a_2 t}} \right] w(r). \quad (16)$$

Из (14) и (16) следует, что при малых временах учет радиального распределения интенсивности облучения приводит к тому, что характер радиального распределения температуры на поверхности голограммы прямо зависит от поведения функции $w(r)$. В большинстве случаев радиальное распределение интенсивности источников лазера описывается функцией Гаусса [11]

$$w(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}}, \quad (17)$$

где r_0 – полуширина пучка на плоскости голограммы, и она связана с полной выходной мощностью лазера P_0 выражением

$$I_0 = 2P_0 / \pi r_0^2, \text{ где } P_0 = \int_0^{\infty} w(r) 2\pi r dr.$$

Как видно из (17), при $r = r_0$ интенсивность пучка в e^2 раз меньше, чем в центре. Это означает, что температура в центре голограммы в e^2 раз больше, чем температура на краю голограммы. Это обстоятельство крайне отрицательно влияет на качество проявления записи оптической информации, так как дифракционная эффективность на поверхности голограммы будет разной. Поэтому одной из главных задач использования лазеров для нагрева с целью проявления голограммы является получение равномерного освещения поверхности голограммы. Существуют разные способы, например метод записи информации в стадии остывания пленки, когда на поверхности температура относительно выравнивается [12–13].

Но наиболее эффективным является использование фильтров с таким пропусканием, чтобы интенсивность прошедшего из-

лучения в любой точке сечения пучка была такой же, как и на краю [14–15]. Для этого пропускание фильтра по интенсивности должно иметь вид

$$J = e^{-\frac{2(r^2 - r_H^2)}{r_0^2}} \text{ при } r \leq r_H \text{ и } J = 0 \text{ при } r > r_H$$

Тогда полную мощность для равномерного освещения всей поверхности голограммы получаем из произведения

$$P = w(r) J \pi r_H^2 = P_0 \left(\frac{2r_H^2}{r_0^2} \right) e^{-\frac{2r_H^2}{r_0^2}}.$$

Дифференцируя по r_H , находим максимальную полезную для равномерного нагрева мощность, которая равна

$$P_{\max} = \frac{P_0}{a} = 0,37 P_0.$$

Отсюда следует, что при изменении гауссового пучка на равномерно освещающий пучок выравнивающим фильтром общая мощность источника падает в «e» раз, что следует учитывать в расчетах.

Рассмотрим частные случаи выражения (16). Во многих случаях весьма часто в качестве подложки используются стеклянные или керамические материалы, т.е. диэлектрики с коэффициентом поглощения $\alpha_2 \sim 1-10^2 \text{ см}^{-1}$. Для таких материалов выполняется условие $\alpha_2 \sqrt{a_2 t} \ll 1$ вплоть до времен $t \sim 10^{-3} \text{ с}$, когда $a_2 \approx 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. При этих условиях выражение (16) можно привести к виду

$$T_1(r, t) \approx w(r) \frac{2I_0 D_1 A_2}{\sqrt{\pi \alpha_2 k_2}} (\alpha_2^2 a_2 t)^{3/2}. \quad (18)$$

Знание температурного поля материала при воздействии лазерного излучения позволяет определить необходимые критические плотности потока излучения, падающего за данный промежуток времени t на поверхность ФТП материала для достижения заданной расчетной температуры T_p . Например, используя (18), можно получить соотношения для расчета интенсивности, требуемой для получения на поверхности ФТП материала температуры размягчения T_p

$$I_0 = \frac{T_p \sqrt{\pi \alpha_2 k_2}}{2D_1 A_2 (\alpha_2^2 a_2 t)^{3/2} w(r)}. \quad (19)$$

Наоборот, при постоянной интенсивности источника излучения можно найти необходимый интервал времени для достижения на поверхности материала температуры размягчения T_p :

$$t_p = \frac{1}{\alpha_2^2 a_2} \left(\frac{\sqrt{\pi \alpha_2 k_2}}{2D_1 A_2 I_0 w(r)} T_p \right)^{3/2}. \quad (20)$$

Необходимый для достижения на поверхности материала заданной температуры T_p , временной интервал определяется теплопроводностью и коэффициентом поглощения материала, а также зависит от площади облучаемой поверхности и уменьшается с ростом плотности потока и поглощающей способности материала.

Для быстрого нагрева ФТП пленки необходимо ее наносить на поверхность металла, где коэффициент поглощения имеет порядок $\alpha_2 \sim 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-1}$. тогда из (16) при $\alpha_2 \sqrt{a_2 t} \gg 1$ имеем

$$T_1(r, t) = w(r) \frac{2D_1 A_2 I_0}{\sqrt{\pi k_2}} \sqrt{a_2 t}, \quad (21)$$

т.е. в прикладных работах при подборе подложки следует учитывать, что из сравнений (16) и (21) температура ФТП пленки на металлических подложках изменяется по закону $t^{1/2}$, в то время как на диэлектрических подложках как $t^{3/2}$. Это означает, что нагрев на металлических подложках осуществляется гораздо быстрее, чем нагрев ФТП пленки на диэлектрических подложках.

Выводы

Приведенные выше расчеты показывают, что при малых временах излучения с гауссовым распределением интенсивности поверхность голограммы нагревается неравномерно, что объясняет причину быстрого изнашивания центральной части голограммы при реверсивной записи информации. Найденные выражения позволяют находить оптимальные условия проявления записи голограммы в рассматриваемых случаях.

Анализ показал, что неравномерный нагрев наиболее эффективно можно устранить, используя фильтры с таким пропусканием, чтобы интенсивность прошедшего излучения в любой точке сечения пучка была такой же, как и на краю.

Рассмотрены различные предельные случаи и найдены выражения для определения пороговой мощности и времени нагрева для достижения температуры размягчения.

Знание температурного поля материала при воздействии лазерного излучения позволяет определить необходимые критические плотности потока излучения, падающего за данный промежуток времени t на поверхность ФТП материала для достижения заданной расчетной температуры.

Список литературы

1. Davidenko N.A., Davidenko I.I., Pavlov V.A., Chuprina N.G., Kravchenko V.V., Kuranda N.N., Mokrinskaya E.V., Studzinsky S.L. Photothermoplastic recording media and its application in the holographic method of determination of the refractive index of liquid objects. *Applied Optics*. 2018. Vol. 57. Issue 8. P. 1832–1837. DOI: 10.1364/AO.57.001832.
2. Davidenko N.A., Davidenko I.I., Ishchenko A.A., Kulnich A., Pavlov V.A., Studzinsky S.L., Chuprina N.G. Reversible holographic recording media based on polymeric composites and their use in energy-saving technologies. *Applied Optics*. 2012. Vol. 51. Issue 10. P. C48–C54. DOI: 10.1364/AO.51.000C48.
3. Kaźmierczak-Balata A., Bodzenta J., Korte-Kobylńska D., Jacek Mazur, Gołaszewska K., Kamińska E., and Piotrowska A. Determination of thermal conductivity of thin layers used as transparent contacts and antireflection coatings with a photothermal method. *Applied Optics*. 2009. Vol. 48. Issue 7. P. C74–C80. DOI: 10.1364/AO.48.000C74.
4. Korte D., Franko M. Application of complex geometrical optics to determination of thermal, transport, and optical parameters of thin films by the photothermal beam deflection technique. *Journal of the Optical Society of America A*. 2015. Vol. 32. Issue 1. P. 61–74. DOI: 10.1364/JOSAA.32.000061.
5. Dzhamankyzov N.K., Ismanov Y.Kh., Zhumaliyev K.M., Alymkulov S.A. Estimation of optimal hologram recording modes on photothermoplastic materials. *Opt. Engineering*. 2018. Vol. 57. Issue 1. 017113. DOI: 10.1117/1.OE.57.1.017113.
6. Hao H., Zhou A., and Rao M. Study on the absorption uniformity of optical thin films based on the photothermal detuning technique. *Applied Optics*. 2012. Vol. 51. Issue 28. P. 6844–6847. DOI: 10.1364/AO.51.006844.
7. Clark D.C., Kim M.K. Determination of absorption coefficient by digital holographic measurement of optical excitation. *Applied Optics*. 2011. Vol. 50. Issue 12. P. 1668–1672. DOI: 10.1364/AO.50.001668.
8. Aleksandrova E.L. High-sensitivity polyimide structures for photothermoplastic data recording. *Journal of Optical Technology*. 2003. Vol. 70. Issue 2. P. 109–113. DOI: 1364/JOT.70.000109.
9. Dzhamankyzov N.K., Ismanov Y.Kh. Temperature modes of development of holograms recorded on photothermoplastic media heated by laser radiation. *Opt. Engineering*. 2018. Vol. 57. Issue 6. 067103. DOI: 10.1117/1.OE.57.6.067103.
10. Кулмурзаев Н.М., Исманов Ю.Х., Тургунбаев Н.А. Регистрирующие среды для голографии и радужная голография // *Вестник КГУСТА им. Н. Исанова*. 2014. № 1. С. 83–88.
11. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 688 с.
12. Исманов Ю.Х., Исмаилов Д.А., Жумалиев К.М., Алымкулов С.А. Эффект саморепродуцирования в голографии // *Материалы VI Международной конференции по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов*. М.: НИЯУ МИФИ, 2017. С. 646–647.
13. Akimov I.A., Gogolev Yu.A., Denisyuk I.Yu., Meshkov A.M. Design principles of high-sensitivity and high-resolution electrophotographic and photothermoplastic materials. *Journal of Optical Technology*. 1999. Vol. 66. Issue 3. P. 256–263. DOI: 10.1364/JOT.66.000256.
14. Hinsch K., Brokopf K. Real-time speckle correlation by holographic matched filtering for measurement of microstructure changes and motion tracking. *Optics Letters* 1982. Vol. 7. Issue 2. P. 51–53. DOI: 10.1364/OL.7.000051.
15. Ismanov Y., Maripov A. Holographic Talbot Interferometer. *Holography 2000*, Vienna. Proceedings of SPIE. 2000. V. 4149. P. 213–220.