

ФИЗИКА. ГЕОФИЗИКА. МАТЕМАТИКА

Джаманкызов Н.К., Акимжанова Ч.С.

**О ТЕПЛОВОМ ПРОЯВЛЕНИИ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ
ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКОГО НОСИТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИНФРАКРАСНОГО
ЛАЗЕРА**

N.K. Djamankyzov, Ch.S. Akimjanova

**ABOUT THERMAL DEVELOPMENT OF RECORD OF HOLOGRAMS OF THE
PHOTOTHERMOPLASTIC CARRIER BY RADIATION OF THE INFRA-RED LASER**

УДК: 535.39.399

Рассматривается задача о нагреве тонкой фототермопластической (ФТП) пленки излучением инфракрасного (ИК) лазера в импульсном режиме. Найдено условие нагрева поверхности для размягчения ФТП слоя, необходимое для фиксации записи и стирания оптической информации, образуемой на поверхности пленки в виде деформационного рельефа в соответствии голографической интерференционной картине.

A problem of a thin photothermoplastic film heating by laser infra-red radiation in pulse mode is considered. Heating condition of the surface was found for softening photothermoplastic layer, which is necessary for a record fixation and optical information deleting, formed on surface of the film as a deformation relief according to the holographic interference pattern.

Принцип термопластической записи

Процесс записи голограмм на термопластической пленке основан на деформации поверхности этой пленки в соответствии с распределением интенсивности света в регистрируемой голографической интерференционной картине. Термопластические пленки обычно несветочувствительны, поэтому их объединяют с фотополупроводниковой пленкой в единую структуру, реагирующую на освещение.

Запись голограмм на фототермопластический (ФТП) носитель происходит в четыре этапа: зарядка поверхности; экспонирование; дозарядка и тепловое проявление [1].

На первом этапе производится равномерная зарядка поверхности термопластика до определенного потенциала. Во время экспонирования (второй этап) фотопроводник разряжается на освещенных участках, причем заряд на поверхности термопластика не меняется. Для того, чтобы промоделировать заряд на поверхности термопластика и вызванные этим зарядом электростатические силы, отражающие пространственное распределение интенсивности света производится дозарядка в темноте (третий этап). На четвертом этапе термопластик нагревается до температуры вязкотекучего состояния. При этой температуре термопластик деформируется под действием локальных электрических полей, причем его толщина уменьшается в сильно экспонированных участках (высокое значение поля) и возрастает в слабо экспонированных. При быстром охлаждении до комнатной температуры эти деформации замораживаются, и голограмма таким образом фиксируется

в виде пространственного распределения толщины слоя термопластика. Полученная запись стабильна при комнатной температуре. На последнем этапе (стирание) слой вновь нагревают до температуры, превышающей температуру стадии проявления (или выдерживают при температуре проявления более длительное время). При этой температуре силы поверхностного натяжения размягченного или расплавленного слоя термопластика сглаживают рельеф толщины и стирают ранее записанную голограмму. Благодаря увеличению электропроводности как фотопроводника, так и термопластика на этом этапе обычно происходит полная нейтрализация электростатических зарядов.

Для создания фототермопластического носителя необходимы два класса материалов - фотопроводника и термопластических полимеров. Часто используются материалы, совмещающие свойства как фотопроводника, так и термопластика. В настоящее время предложено огромное количество как фотопроводников, так и термопластиков, на основе которых созданы различного типа фототермопластические носители и сформированы основные требования к физическим свойствам этих материалов. Например, фотопроводники должны обладать высоким темновым удельным сопротивлением ($\rho > 10^9 \dots 10^{13}$ Ом м) для исключения самопроизвольной темновой разрядки и резко менять электропроводность под действием света.

В качестве фотопроводника в ФТП носителях как на жесткой, так и на гибкой основах применяются органические и неорганические полупроводники. Из неорганических полупроводников наиболее широкое применение находят халькогенидные стекла, например As_2Se_3 , As_2S_3 , Se и др. Из органических полупроводников чаще всего берут поли-N-винилкарбазол (ПВК) и поли-N-эпоксипропилкарбазол (ПЭПК) сенсibilизированного 3% -ным 2,4,7 - тринитро- 9- флуореном (ТНФ). Пленки указанного состава обеспечивают запись голограмм с дифракционной эффективностью – 30%, что близко к теоретическому пределу для тонких фазовых голограмм.

В то же время фотополупроводниковые термопластические слои имеют некоторые существенные недостатки. Наиболее важным из них является ограниченность полосы передаваемых пространственных частот. Максимальная разрешающая способ-

ность этого материала порядка 4000 мм¹ [2]. Кроме того, высококачественные пленки изготовить нелегко, а процесс теплового проявления экспонированного слоя критичен.

В реальных устройствах тепловое проявление скоростного изображения осуществляется различными методами, например нагреванием потоком горячего воздуха, радиационным нагревом с помощью электронагревателя или путем пропускания тока через прозрачный проводящий слой. Последний способ наиболее удобен, если общая площадь голограммы не превышает $S \leq 100\text{см}^2$, а когда $S > 100\text{см}^2$, этот метод технологически становится трудоемким из-за сложности прокладки проводящего слоя в структуры ФТП.

В последнее время для теплового проявления голограммы стали эффективно использовать инфракрасный лазер [3-4]. Преимущество этого метода - во-первых он пригоден для обработки любой площади голограмм, во-вторых обеспечивает локальный нагрев и стирание любой голограммы в матрице.

Нагрев ФТП пленки в импульсном режиме

Впервые задача о лазерном нагреве и разрушении тонких пленок была поставлена и решена М.Н. Либенсоном [5] на основе представления о тепловом механизме разрушения массивных металлов [6,7].

Согласно [5] в пленках металлов поглощение света происходит в основном на свободных электронах и приводит к повышению их температуры T_e за время $\tau_e \sim l_e / v_{\text{ф}}$ (здесь l_e - длина свободного пробега электрона в пленке; $v_{\text{ф}}$ - скорость электрона на поверхности Ферми). При этом, поскольку теплоемкость электронного газа c_e много меньше теплоемкости решетки c_l , то на первой стадии облучения в пленке образуются две подсистемы с характерными температурами $T_e \gg T_l$. Если толщина пленки h превышает $\sim 10^2$ постоянных решетки ($h \geq 10^{-6}\text{см}$), то в ней возбуждается весь фононный спектр [8] и время релаксации температур электронной и фононной подсистем составляет $\tau_l \sim c_l / \alpha \sim 10^{-10}\text{с}$ (α - коэффициент теплообмена электронов и фононов). Таким образом, уже для моментов времени $\Delta t \sim 10^{-10}\text{с}$ не слишком тонкую металлическую пленку можно характеризовать единой температурой $T = T_e \approx T_l$.

В отличие от металлических, в полупроводниковых пленках, имеющих незначительную концентрацию свободных электронов при комнатной температуре, поглощение света определяется в основном связанными носителями. Если (как это обычно бывает) энергия лазерного кванта больше ширины запрещенной зоны, то уже спустя 10^{-9}с после начала облучения происходит «металлизация» полупроводника, т.е. заброс достаточно большого количества электронов в зону проводимости [9].

Из сказанного выше следует, что для моментов времени $t > 10^{-9}\text{с}$ стадию нагрева как металлических, так и полупроводниковых пленок можно описывать в

рамках краевой задачи теплопроводности. При этом закон распределения тепловых источников по толщине пленки будет существенно отличаться от закона ослабления световой волны, если расстояние $10^2 l_e \approx 10^{-4}\text{см}$, на котором электрон отдает избыточную энергию в решетке, больше толщины пленки [10], т.е. при толщинах $h \leq 10^{-5}\text{см}$ тепловой источник можно считать объемным и равномерно распределенным по толщине. Более того, даже при неравномерном выделении тепла по толщине пленки она уже через короткое время $\tau_r \sim h^2 / a_1 \approx 10^{-9}\text{с}$ после начала импульса прогреется равномерно за счет теплопроводности [11,12], где a_1 - температуропроводность пленки.

К общим особенностям импульсного лазерного нагревания следует отнести чрезвычайно большие скорости нагрева (до 10^{11}°C/с) и охлаждения (до 10^8°C/с) и большие градиенты температуры (до 10^6°C/с). Указанные обстоятельства, в частности, могут вызвать: повышение температур фазовых переходов вследствие инерционности процесса перестройки решетки при быстром нагреве и больших термонапряжений; сохранение высокотемпературных структур, которые при медленном нагреве неизбежно распадаются.

На темп нагрева пленки большое влияние оказывает подложка, в которую может отводиться основная доля выделенного в пленке тепла. Если пленка полупрозрачна, а подложка непрозрачна, то излучение непосредственно проникает в подложку и, переходя в ней в тепло, может служить дополнительным источником нагрева пленки [5].

Как сказано выше, нагрев тонкой пленки нанесенной на диэлектрическую подложку, рассматривался рядом авторов [5,10,12]. Тепловая задача решалась для двухслойной системы пленка-подложка в одномерном приближении, справедливо, если размер светового пятна $r_0 \ll \sqrt{a_1 t}$. Кроме того, предполагается, что пленка полностью непрозрачна для излучения и находится в идеальном тепловом контакте с прозрачной подложкой. При этом толщина пленки удовлетворяла условию $h = \sqrt{a_1 t}$. Поэтому, как показано в [5] здесь роль подложки является существенным для нагрева пленки.

В настоящей работе рассматривается случай, когда имеет место

$$h \gg \sqrt{a_1 t} \quad (1)$$

Для определения применимости условия (1) ниже приведем некоторые значения температуропроводности a_1 различных материалов:

металлы: ртуть $\sim 3\text{ м}^2/\text{с}$, олово $\sim 14\text{ м}^2/\text{с}$,

алюминий $\sim 83\text{ м}^2/\text{с}$, серебро $\sim 117\text{ м}^2/\text{с}$ [13]; ФТГТ материалы:

ПВК $\sim 0,109 \cdot 10^{-6}\text{ м}^2/\text{с}$,

$\text{As}_2\text{Se}_3 \sim 210^{-6}\text{ м}^2/\text{с}$, $\text{Ge}_2\text{Te}_3 \sim 2,88 \cdot 10^{-7}\text{ м}^2/\text{с}$ [14].

Из сравнения видно, что ФТП материалы пригодные для записи голограммы имеют значительно низкие значения температуропроводности. Это означает, что для толщины ФТП слоя, имеющих обычно 2-3 мкр [1], при использовании лазеров с $t=10^{-8} - 10^{-7}$ с, условие (1) выполняется с большим запасом, т.к. прогретый слой имеет порядок $\sqrt{a_1 t}$: 0,1 мкр. Откуда ясно, что теория нагрева тонких пленок разработанных в [5,12] неприменимы для расчета температуры ФТП слоя в связи с невыполнением условия (1). Напомним, там тепловая задача решалась для толщин пленок, которые $h = \sqrt{a_1 t}$.

Ниже рассмотрим краевую задачу теплопроводности в одномерном приближении, для определения температуры размягчения ФТП слоя, необходимую для создания деформационного рельефа или ее стирания. Поскольку при условии (1) разница температур на границах становится существенно заметной и тепло в подложку практически не отводится, а расходуется только на нагрев пленки, то задача о нагреве пленки сводится к решению уравнения теплопроводности для однослойной пленки, рассмотрев ее как полубесконечное тело. Будем также пренебрегать изменением оптических и теплофизических параметров пленки по мере их нагрева. Но учтем конвективный теплообмен поверхности облучения с окружающей средой, предположив, что теплопередача на поверхности линейна. Тогда дифференциальное уравнение теплопроводности с граничными и начальными условиями примет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_1 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - mT + \frac{f(z)}{\rho_1 c_1} \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$$

$$T(\infty, t) = T(z, 0) = 0 \quad (3)$$

где ρ_1, c_1 – плотность и теплоемкость материала ФТП слоя, m – модифицированный коэффициент теплообмена $m = \gamma(\rho_1 c_1^*)$, γ – коэффициент теплообмена.

При нагревании теплого тела излучением функция $f(z)$ может быть найдена по закону Бугера-Ламберта:

$$f(z) = -\frac{\partial q}{\partial z} = q_0 A \alpha e^{-\alpha z} \quad (4)$$

которая учитывает неравномерность нагрева по толщине, где q_0 – плотность падающего светового потока на поверхности материала; α – коэффициент поглощения света в среде. $A=1-R-D$; где A, R, D – поглощающая, отражающая, пропускающая способность среды соответственно.

Для решения краевой задачи теплопроводности (2) с учетом (3) и (4) применим к уравнению теплопроводности и граничным условиям преобразование Лапласа по времени $\bar{u} = \int_0^{\infty} e^{-pt} u(t) dt$.

Опуская промежуточные вычисления, которые приводятся по стандартной методике, для Лапласовского образа температуры пленки $\bar{T}(z, p)$ в результате получим:

$$\bar{T}(z, p) = \frac{q_0 \alpha A}{k_1} \frac{1}{p(\lambda^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\lambda} e^{-\lambda z} \right] \quad (5)$$

где k_1 – теплопроводность пленки, p – параметр преобразования;

$$\lambda = \sqrt{\frac{1}{a_1} (p + m)} \quad (6)$$

Совершая обратное преобразование Лапласа

$$T(z,t) = \frac{q_0 \alpha A}{k_1} \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{e^{pt}}{p(\lambda^2 - \alpha^2)} \left[e^{-\alpha z} - \frac{\alpha}{\lambda} e^{-\lambda z} \right] dp \quad (7)$$

находим температуры пленки в интегральной форме. Для ее вычисления применим к интегралу (7) лемму Жордана и теорию вычетов, а также теорему смещения из теории операционного исчисления и таблицы значений для перевода изображений в оригинал [13], и находим:

$$T(z,t) = \frac{q_0 A \alpha a_1 e^{-mt}}{k_1 (\alpha^2 a_1 t - m)} \left\{ e^{\alpha^2 a_1 t} - e^{mt} + \frac{\alpha e^{mt}}{2\sqrt{m/a_1}} \left[e^{-\sqrt{\frac{m}{a_1}} z} \phi^* \left(\frac{z}{2\sqrt{a_1 t}} - mt \right) - e^{\sqrt{\frac{m}{a_1}} z} \phi^* \left(\frac{z}{2\sqrt{a_1 t}} + mt \right) \right] - \frac{e^{-\alpha^2 a_1 t}}{2} \left[e^{-\alpha z} \phi^* \left(\frac{z}{2\sqrt{a_1 t}} - \alpha \sqrt{a_1 t} \right) - e^{\alpha z} \phi^* \left(\frac{z}{2\sqrt{a_1 t}} + \alpha \sqrt{a_1 t} \right) \right] \right\} \quad (8)$$

где $\phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$ - функция ошибок Гаусса, $\phi^*(x) = 1 - \phi(x)$.

Найденное выражение (8) описывает закон распределения температуры по толщине пленки в зависимости от их оптических и теплофизических параметров и от времени облучения с учетом теплообмена поверхности облучения с окружающей средой.

Поскольку нас интересует температура на поверхности, то положив $z=0$ из (8) получим:

$$T(0,t) = \frac{q_0 A \alpha a_1 e^{-mt}}{k_1 (\alpha^2 a_1 t - m)} \left\{ e^{\alpha^2 a_1 t} \phi^*(\alpha \sqrt{a_1 t}) - e^{mt} \left[1 - \alpha \sqrt{\frac{a_1}{m}} \phi(\sqrt{mt}) \right] \right\} \quad (9)$$

Учитывая малость γ - коэффициента естественного конвективного теплообмена (9) можно преобразовать к виду:

$$T(0,t) = \frac{q_0 A}{k_1 \alpha} \left[e^{\alpha^2 a_1 t - mt} \phi^*(\alpha \sqrt{a_1 t}) + 2\alpha \sqrt{\frac{a_1 t}{\pi}} - 1 \right] \quad (10)$$

Из этого выражения видно, что учет теплообмена поверхности облучения с окружающей средой снижает температуры на поверхности на величину $\sim e^{-mt}$. Если $\alpha^2 a_1 t \gg 1$, то разлагая $\phi^*(x)$ при больших значениях аргумента для поверхностной температуры в зависимости от времени получим:

$$T(0,t) = \frac{q_0 A}{k_1 \alpha} \left(2\alpha \sqrt{\frac{a_1 t}{\pi}} + \frac{e^{-mt}}{\alpha \sqrt{a_1 t \pi}} - 1 \right) \quad (11)$$

В частном случае, если пренебречь потерями тепла с поверхности в среду, т.е. принять $\gamma=0$, то выражение (9) принимает вид

$$T(0,t) = \frac{q_0 A}{k_1 \alpha} \left[e^{\alpha^2 a_1 t} \phi^*(\alpha \sqrt{a_1 t}) + 2\alpha \sqrt{\frac{a_1 t}{\pi}} - 1 \right] \quad (12)$$

а при $\alpha^2 a_1 t \gg 1$ имеет вид

$$T(0,t) = \frac{q_0 A}{k_1 \alpha} \left(2\alpha \sqrt{\frac{a_1 t}{\pi}} + \frac{1}{\alpha \sqrt{a_1 t \pi}} - 1 \right) \quad (13)$$

Полученные выражения (9-13) позволяют изучить ход поведения температуры поверхности в зависимости от времени облучения для различных ФТП материалов, с учетом или без учета теплообмена на поверхности облучения с окружающей средой.

Одним из важных параметров для данной задачи является необходимая для образования деформационного рельефа мощность светового потока q_0 , так как от величины ее зависит выбор лазера. Найденные выражения (9-13) позволяют оценить мощность q_0 в зависимости от оптических и теплофизических параметров ФТП слоя.

Выводы:

1. Получены выражения для температуры нагрева лазерными импульсами поглощающий свет однослойной структуры, в зависимости от времени облучения и от оптических и теплофизических параметров ФТП материала.
2. Полученные выражения можно будет применять для определения пороговой мощности q_0 для достижения температуры проявления или стирания записанных на ФТП пленках голограмм.

Литература:

1. Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лиин «Оптическая голография», М. Мир, 1973.
2. Зюбрик А.И. «Материалы для оптической записи информации», Львов, 1982.
3. Жумалиев К.М. Исследование процессов и разработка аппаратуры записи информации на фототермопластические носители при проявлении CO_2 - лазера. Дисс. на соискание уч. степени канд.тех. наук. - Минск, 1986., 189 с.
4. Акаев А.А., Гуревич С.Б., Жумалиев К.М., Джаманкызов Н.К. «Оптические вычислительные машины», Бишкек, 1996
5. М.Н. Либенсон Физика и химия обработки материалов, 1968, №2, с.3
6. С. И. Анисимов, А.М. Бонч-Бруевич, М.А. Ельяшевич, Я.А. Имас, Н.А. Павленко, Г.С. Романов. ЖТФ, 36, с. 1273, 1966.
7. С. И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко «Действие излучения большой мощности на металлы», М., «Наука», 1970.
8. Дж. Займан «Электроны и фотоны», М., ИЛ, 1962.
9. А.А. Гринберг, Р.Ф. Мехтиев, СМ. Рывкин, В.М. Салманов, Н.Д. Ярошецкий. ФТТ, 9, с. 1390, 1967.
10. Nagata. J. Phys., D3, p.1305, 1979.
11. Е.П. Вейко, М.Н. Либенсон «Лазерная обработка», Л. Лениздат, 1973.
12. V.C. Paek, A. Kestenbaum. J. Appl. Phys., 44, p. 2260, 1973.
13. Г. Карслоу, Д.Егер «Теплопроводность твердых тел», М., «Наука», 1964.
14. Джаманкызов Н.К., Пецкус А.М., Гуревич С.Б., Жумалиев К.М. «Влияние процессов записи на информационные характеристики записываемых голограмм», М., Диалог МИФИ, 2004.

Рецензент: д.т.н., профессор Жумалиев К.М.
