

Джаманкызов Н.К.

**О СКОРОСТНОЙ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ НА
 ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКИХ НОСИТЕЛЯХ**

Djamankyzov N.K.

**THE HIGH-SPEED RECORDING OF HOLOGRAMS
 ON PHOTOTHERMOPLASTIC MEDIA**

УДК: 535.39.399

Анализируется теоретическая задача об особенностях проявления скрытого изображения голограммы на фототермопластических (ФТП) средах при высоком темпе нагрева. Найдено аналитическое выражение для расчета пороговой длительности воздействия нагревающего источника, устанавливающей границу высокого и низкого темпа нагрева. Выявлены закономерности динамики развития геометрического рельефа поверхности в зависимости от темпа нагрева и показана возможность управления информационными свойствами ФТП среды путем выбора момента выключения нагрева и изменения мощности источника нагрева.

Analyzes theoretical problem about the peculiarities of manifestation of the latent image of the hologram on photothermoplastic (FTP) environments at high rate of heating. The analytical expression for calculating the threshold duration of exposure heating source that establishes the boundary of high and low heat temp. The revealed regularities of the dynamics of the development of geometric surface topography depending on the rate of heating and the possibility of managing information properties of the FTP environment by selecting the turn off heat and changes in the power of the heat source.

Введение.

Прогресс информационной технологии в значительной мере связан с разработкой новых носителей и устройств для регистрации оптической информации в реальном масштабе времени, когда регистрации и получение изображения происходят без дополнительной обработки носителя за времена, соизмеримые со временем записи. К таким способам записи относятся цифровые методы регистрации оптической информации, запись на фоторефрактивные кристаллы и фототермопластический процесс. Фототермопластические (ФТП) носители оптической информации обладают высокими значениями фоточувствительности, разрешающей способности и малыми временами регистрации оптической информации, что в первую очередь обусловлено свойствами фоточувствительных материалов, применяемых для изготовления ФТП носителей. В настоящее время получены новые ФТП материалы на основе пленок полимерных композиций с наночастицами [1], на основе систем комплекса с переносом заряда [2-3] и высокочувств-

ительные халькогенидные стеклообразные полупроводники [4-6]. Пленки из этих материалов обладают термопластическими свойствами, низкой электропроводностью и высокой фотопроводностью на длине волны света используемого лазерного излучения [7]. Для записи голограмм готовят подложку из твердотельного диэлектрика (для дисковых накопителей) или из полимера (для ленточных накопителей) на которую наносится равномерно тонкая (толщина $\lambda_2 \sim 0.5 - 1 \mu\text{м}$) металлическая пленка (например, SnO_2 , InO_2) и сверху покрывается слоем из ФТП материала, толщиной $\lambda_1 \sim 1 - 2 \mu\text{м}$. Перед экспонированием свободную поверхность ФТП пленки равномерно заряжают в коронном разряде, вследствие чего из-за низкой электропроводности между свободной поверхностью и металлическим слоем создается электрическое поле большой напряженности ($\sim 10^6 \text{ В/м}$). При облучении поверхности такой пленки модулированным по интенсивности светом вследствие фотопроводности происходит модуляция поверхностной плотности заряда и образуется скрытое изображение, проявление которого осуществляется нагревом ФТП пленки до температуры размягчения. Электростатические силы скрытого изображения деформируют ФТП пленку, и они преобразуются в геометрический рельеф. Стереть проявленное изображение можно нагревом ФТП пленки до более высокой температуры, при которой происходит залечивание (выравнивание) геометрического рельефа поверхности.

Один из недостатков ограничивающих использования фототермопластических носителей является низкая скорость записи. Для того чтобы увеличить скорость записи необходимо ускорить процесс проявления скрытого изображения. Это требует ускорению процесса нагрева носителя до заданного значения за короткий промежуток времени. Поскольку в большинстве случаев, ФТП слой является прозрачными для излучений в инфракрасной области, тогда все излучение поглощается в металлическом случае и нагрев ФТП пленки осуществляется через ее теплопроводность от металлического слоя. Такой же эффект имеет место

при пропускании тока по проводящему слою, поскольку выделенное джоулево тепло переходит в ФТП слой также через ее теплопроводности. Поэтому при быстром темпе нагреве такого носителя, в обоих случаях, возникает некоторые особенности процесса проявления скрытого изображения. Она связано тем, что при применяемых на практике скоростях нагреве регистрирующей пленки $\sim 10^6 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$, возникает изменяющийся во времени отрицательный градиент температуры от основания к поверхности ФТП пленки, которое оказывает существенное влияния на процесс развитие рельефа поверхности [9]. Это приводит к запаздыванию в развитии рельефа поверхности при коротких временах проявления, что значительно изменяет информационные свойства носителей. Для понимания причину указанного процесса требуется исследовать решение системы дифференциальных уравнений теплопроводности, описывающих нагрев трехслойной структуры ФТП носителя и находить условия возникновения градиента температуры по толщине регистрирующего слоя, что является целью настоящей работы.

Нагрев ФТП пленки

Поставленная задача решается путем нахождения решений системы одномерных дифференциальных уравнений теплопроводности, написанных для трехслойного ФТП носителя [8], которые при тех стандартных упрощающих положениях [8,10] имеют вид

$$\frac{\partial T_1(z,t)}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^2 T_1(z,t)}{\partial z^2} = \frac{q_1(z,t)}{\rho_1 c_1} \quad (1)$$

с начальными $T_1(z, 0) = 0$ и граничными условиями $\frac{\partial T_1(0,t)}{\partial z} = 0$,

$$T_1(h_1, t) = T_2(h_1, t),$$

$$k_1 \frac{\partial T_1(h_1, t)}{\partial z} = k_2 \frac{\partial T_2(h_1, t)}{\partial z}, \quad (2)$$

$$(2)$$

$$T_2(h_2, t) = T_3(h_2, t),$$

$$k_2 \frac{\partial T_2(h_2, t)}{\partial z} = k_3 \frac{\partial T_3(h_2, t)}{\partial z},$$

$$T_3(\infty, t) = 0,$$

где ρ_i – плотность, c_i – удельная теплоемкость, k_i – теплопроводность, a_i – температуропроводность материалов структуры; $q_i(z, t)$ – распределение источников тепла в материале по оси z, индексы 1,2,3 относятся к параметрам ФТП пленки, проводящего слоя и подложки соответственно; координата z отсчитывается от свободной поверх-

ности ФТП пленки.

При лазерном нагреве большинство ФТП материалов в ИК области являются прозрачными все излучение поглощается в проводящем слое (например SnO₂, InO₂, Cr и тд.) толщина которого обычно составляет $h_2 \sim 0.5 - 1 \text{ мкм}$. Из-за тонкости h_2 предполагается, что тепловыделение по h_2 равномерное, тогда тепловые источники, образуемые в слоях носителя, можно представить в виде

$$q_1 = q_3 = 0, \quad q_2 = q_{02}/h_2 \quad (3)$$

$$q_{02} = I_0 D_1 A_2 \quad (4)$$

здесь I_0 – интенсивность нагревающего лазерного излучения, D_1 – пропускающая способность ФТП пленки, A_2 – поглощающая способность проводящего слоя.

В случае токового нагрева мощность Джоулевого тепла в проводящем слое определяется из выражения

$$q_{02} = \frac{I^2}{S} \quad (5)$$

где I, U – прямоугольный импульс тока и напряжения, S – нагреваемая площадь.

Для решения краевой задачи теплопроводности (1) при условии (3) применим к уравнению теплопроводности и граничным условиям преобразование Лапласа по времени [11] и опуская промежуточные вычисления для лапласовского образа температуры ФТП пленки $T_1(p, z)$ в результате получим [8]

$$T_1(p, z) = B_1 \left[\exp\left(-\sqrt{\frac{p}{a_1}} z\right) + \exp\left(\sqrt{\frac{p}{a_1}} z\right) \right] \quad (6)$$

$$B_1 = \frac{q_{02} \left((1 - v_2) \exp\left(-\sqrt{\frac{p}{a_2}} h_2\right) + (1 + v_2) \exp\left(\sqrt{\frac{p}{a_2}} h_2\right) - 2 \right)}{p^2 \left(v_2 (1 - v_2) \exp\left(-\sqrt{\frac{p}{a_2}} h_2\right) + v_2 (1 + v_2) \exp\left(\sqrt{\frac{p}{a_2}} h_2\right) \right)}$$

здесь

$$v_1 = (1 - v_2) \exp\left(-\sqrt{\frac{p}{a_1}} h_1\right) + (1 - v_2) \exp\left(\sqrt{\frac{p}{a_1}} h_1\right)$$

$$v_2 = (1 - v_1) \exp\left(-\sqrt{\frac{p}{a_1}} h_2\right) + (1 + v_1) \exp\left(\sqrt{\frac{p}{a_1}} h_2\right)$$

$$v_1 = \sqrt{\frac{a_2 k_1}{a_1 k_2}}, \quad v_2 = \sqrt{\frac{a_3 k_2}{a_2 k_3}}, \quad k_1 = \rho_1 c_1 a_1$$

здесь p – параметр преобразования, a_i – температуропроводность.

Характерной особенностью нагрева тонкой пленки является то, что за время воздействия импульса имеет место

$$h_1 \ll \sqrt{a_1 t} \quad \text{и} \quad h_2 \ll \sqrt{a_2 t} \quad (7)$$

Поскольку толщина ФТП пленки обычно имеет порядок $h_2 \sim 0.5 - 1.5 \text{ мкм}$, а температуропроводность многих ФТП $a_1 \sim 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, для металлов

$a_2 \gg 1 \text{ м}^2/\text{с}$, тогда для времени $t \gg 10^{-6} \text{ с}$ условие (7) выполняется одновременно.

Тогда экспоненциальные члены в (6) можно разложить при $\sqrt{p} \ll h_1/\sqrt{a_1}$ и ограничиться первыми двумя членами разложения. Выполняя эту операцию и после ряда преобразований и перехода к оригиналу лапласовского образа [11], окончательно для временного хода температуры поверхности ФТП слоя получим

$$\Delta T_1(z) = \frac{q_{\text{из}} \sqrt{a_2}}{h_2} \left\{ \frac{z}{\sqrt{a_2}} + \psi \left[\exp\left(\frac{z}{\psi}\right) \Phi^*\left(\frac{z}{\psi}\right) - 1 \right] \right\} \quad (8)$$

где $\Phi^* = 1 - \text{erfc}(x)$, а параметр

$$\psi = \frac{\rho_1 c_1 h_1 + \rho_2 c_2 h_2}{\rho_2 c_2 \sqrt{a_2}} \quad (9)$$

В литературе известен как параметр, характеризующий темп нагрева и представляет собой отношение объемных теплоемкостей пленок и прогретого за время импульса слоя подложки. Нетрудно видеть, что при изменении длительности импульса от 10^{-3} до 10^{-9} с значение ψ меняется на три порядка. При малых длительностях импульса $\psi \gg 1$, т.е. большая часть поглощенной энергии полезно расходуется на нагрев пленки, в обратном случае (для миллисекундных длительностей импульсов) свыше 99% энергии отводится в подложку [10].

В предельных случаях $\psi \ll 1$ и $\psi \gg 1$ выражение (8) сводится к виду

$$\Delta T_1(z) \approx \frac{q_{\text{из}}}{\sqrt{h_2}} \sqrt{a_2} z \text{ при } \psi \ll 1 \quad (10)$$

$$\Delta T_1(z) \approx \frac{q_{\text{из}} z^2}{\rho_1 c_1 h_1 + \rho_2 c_2 h_2} \text{ при } \psi \gg 1 \quad (11)$$

Если соотношение (11) описывает нагрев пленки в случае пренебрежимо малого теплоотвода в подложку, когда длительность импульса излучения достаточно мала, то (10) относится к случаю длинных импульсов излучения, когда темп нагрева пленки определяется количеством тепла, запасенного в подложке.

Рассмотрим условие появления градиента температуры по толщине слоя ФТП пленки. Для этого с помощью (6) находим $\left(\frac{dT_1}{dz}\right)_{z=h_1}$, затем совершая обратное преобразование Лапласа [11] для градиента температуры по толщине ФТП слоя, получим следующее выражение

$$\frac{dT_1}{dz} = \frac{dT_1}{dz} \left(\frac{h_1}{a_1}\right) \rho_1 \psi^2 \Phi^*\left(\frac{z}{\psi}\right) \quad (12)$$

где $\psi = \frac{\rho_1 c_1 h_1 + \rho_2 c_2 h_2}{\rho_2 c_2 \sqrt{a_2}}$ (13),

$$\frac{dT_1}{dz} = \frac{q_{\text{из}}}{\rho_1 c_1 h_1 + \rho_2 c_2 h_2} \quad (14)$$

- назовем скоростью нагрева из соображений размерности (град/с); а функция $\Phi^* = \text{erfc}(z) = 1 - \text{erf}(z) = 1 - \Phi(z)$ - называется функцией Лапласа или

интеграл ошибок. Значения этой функции табулированы и установлено, что

а) $\Phi(z)$ монотонно возрастает, изменяясь в пределах $-1, +1$, и $\Phi(-z) = -\Phi(z)$, так что таблицы составлены только для положительных значений аргумента:

$$\Phi(0) = 0, \quad \Phi(\infty) = 1, \quad \Phi(-\infty) = -\Phi(\infty),$$

$$\Phi(z \gg 2,7) \approx 1.$$

Как видно из (12), образование градиента температуры диктуется темпом нагрева ψ и характеризуется функцией $\Phi^*\left(\frac{z}{\psi}\right)$. Используя свойства функции $\Phi(z \gg 2,7) \approx 1$ можно увидеть что при аргументе $\frac{z}{\psi} \gg 2,7$ функция $\Phi^*\left(\frac{z}{\psi}\right) \approx 0$. Это означает, что при значениях $1/\psi$ больше чем 2.7 градиент температуры обращается в ноль и температура по толщине ФТП пленки станет одинакова. Следовательно, равенство $\frac{z}{\psi} = 2,7$ позволяет определить пороговую

длительность облучения, при котором начинается или исчезает градиент температуры по толщине ФТП пленки. Используя (13) легко находим пороговую длительность облучения

$$t_{\text{гр}} = \frac{1}{a_2} \left(2,7 \frac{\rho_1 c_1 h_1 + \rho_2 c_2 h_2}{\rho_2 c_2} \right)^2 \quad (15)$$

Из анализа (12) вытекает, если длительность нагревающего излучения $t < t_{\text{гр}}$, то в этом случае

функция $\Phi^*\left(\frac{z}{\psi}\right)$ станет отличными от нуля, что характеризует образование градиента температуры. Однако его величина зависит от величины $\frac{dT_1}{dz}$

т.е. определяется мощностью источника излучения при учете теплофизических, геометрических параметров двух верхних пленок, толщиной ФТП пленки и её температуропроводностью. Отсюда следует, что чем больше скорость нагрева и толщина ФТП слоя, тем сильнее проявляется наличие градиента. Низкая температуропроводность также приводит к его усилению. Например, $\frac{dT_1}{dt} \sim 10^6 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$, то для ФТП материала из ПВХ с температуропроводностью $a_1 \sim 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ при толщине $h_1 \sim 1 \text{ мм}$ градиент температуры имеет порядок $\frac{dT_1}{dz} \sim 10 \text{ град}/\text{мм}$, а для $\frac{dT_1}{dt} \sim 10^4 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$ он составляет 0,1 град/мм. Длительность порогового времени $t_{\text{гр}}$ для этого материала с металлическим слоем -SnO_2 на стеклянной подложке согласно (15) составляет $\sim 250 \text{ нкс}$.

Если длительность нагревающего излучения $t < t_{\text{гр}}$, то этот диапазон будем называть диапазоном высокого темпа нагрева, и в этом случае будет образоваться градиент температуры. Если $t > t_{\text{гр}}$, то это будет диапазоном низкого темпа нагрева, где нет градиента температуры. Таким образом, образование градиента температуры по толщине ФТП слоя обуславливается длительностью нагревающего излу-

чения (15) и определяется исключительно теплофизическими свойствами материалов и геометрией носителя независимо от мощности нагревающего источника. Это связано с тем обстоятельством, что за короткий импульс проводящий слой быстро нагреется соответственно своим оптическим и теплофизическим свойствам, а ФТП слой за это время нагревается в зависимости от его теплопроводности. В результате возникает разность температуры между свободной поверхностью ФТП пленки и ее основанием, находящимся в контакте с поверхностью проводящего слоя. При этом разность температуры будет тем выше, чем больше мощность нагревающего источника.

Теперь остановимся на задаче определения температуры размягчения T_p поверхности ФТП слоя в случае диапазона высокого темпа нагрева. В этом диапазоне наличие градиента температуры существенно изменяет процесс нагрева ФТП поверхности до T_p . Это связано с тем, что после выключения нагрева проводящего слоя его температура начинает уменьшаться, а температура поверхности ФТП пленки продолжает еще расти (с уменьшающейся скоростью), т.к. тепловая энергия на контакте ФТП+металл в момент выключения имеет высокое значение и после выключения нагрева продолжает переходить к свободной поверхности ФТП пленки со скоростью тепловой диффузии в течение времени, определяемого из выражения

$$t^* = \frac{h_1}{a_1}, \quad (16)$$

и затем только начинает уменьшаться. При доведении поверхности ФТП до вязкотекучего состояния этот эффект необходимо учитывать. Если температура ФТП поверхности до выключения нагрева описывается выражением (11), то прирост температуры, обусловленный за счет вышеописанной тепловой энергии после выключения нагрева проводящего слоя, можно определить из соотношения

$$\Delta T = \frac{dT_1}{dz} h_1 \quad (17)$$

Таким образом, для расчета температуры размягчения поверхности ФТП пленки имеем

$$T_p = T_1(t) + \Delta T = \frac{d\theta}{dt} t + \frac{dT_1}{dz} h_1 \quad (18)$$

или с учетом того, что при $\psi \gg 1$ выражение $\epsilon \frac{1}{\psi^2} \Phi^* \left(\frac{t}{\psi}\right) \approx 1 - \frac{t}{\psi \sqrt{\pi}}$, температуры (18) с учетом (16) можно переписать в виде

$$T_p = \frac{d\theta}{dt} \left[t + t^* \left(1 - \frac{t}{\psi \sqrt{\pi}} \right) \right] \quad (19)$$

Поскольку $T_p = \text{const}$ и только для различных ФТП материалов они разные, тогда из (18) вытекает, что вклады температуры $T_1(t)$ и ΔT будет изменяться в зависимости от величины $\frac{d\theta}{dt}$, с ее увеличением растет доля ΔT , а с уменьшением $\frac{d\theta}{dt}$ растет доля $T_1(t)$. Этот момент играет существенную роль в

динамике развития рельефа ФТП поверхности. Тут имеют место два момента: во-первых, в зависимости от скорости нагрева $\frac{d\theta}{dt}$ изменяется длительность воздействия нагревающего излучения. В этом можно легко убедиться: если в (19) для упрощения использовать $1 - \frac{t}{\psi \sqrt{\pi}} \approx 1$, то можно в качестве оценки для t написать выражение $t = \frac{T_p}{d\theta/dt} - t^* \quad (22)$

Очевидно, что с ростом скорости нагрева $\frac{d\theta}{dt}$ длительность воздействия излучения укорачивается, а с уменьшением $\frac{d\theta}{dt}$ длительность увеличивается. Это обстоятельство открывает еще одну возможность управления процессами записи на ФТП средах – выбор не только оптимальной скорости нагрева $\frac{d\theta}{dt}$, но и нужного момента окончания нагревающего излучения. Путем выбора оптимального момента выключения нагрева проводящего слоя также можно оптимизировать температуру размягчения T_p . Вторым отмечаемый момент заключается в том, что в зависимости от вклада $T_1(t)$ и ΔT в (20) степень развития рельефа ФТП поверхности становится разным. Для понимания физики этого процесса предположим, что скорость нагрева проводящего слоя, в одном случае, пусть окажется порядка $\frac{d\theta}{dt} \sim 10^6 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$ и согласно (18) ей соответствует значение $T_1(t)$ и ΔT_1 , а в другом случае $\frac{d\theta}{dt} \sim 10^4 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$ и ей соответствует $T_1'(t)$ и ΔT_2 . Рассмотрим случай высокой скорости нагрева $\sim 10^6 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{с}$. В этом случае температура поверхности ФТП пленки до выключения нагрева проводящего слоя развивается согласно (11) и будет иметь значение $T_1(\tau_1)$, которое ниже на десятки градусов, чем требуемая T_p , как и обсуждалось выше (здесь τ_1 – конец времени воздействия импульса). Уровень развития деформации ФТП среды определяется величиной электростатической силы в момент τ и силой поверхностного натяжения, величина которой оценивается значением температуры $T_1(\tau_1)$. После выключения нагрева проводящего слоя температура поверхности ФТП среды продолжает расти до значения T_p в течение времени t^* за счет Δ , тогда ФТП среда размягчается и доходит до вязкотекучего состояния. Поверхностная сила натяжения станет минимальным. Электростатическая сила за время $\tau_1 + t^*$ не претерпевает заметную релаксацию и все еще будет сохранять высокое усредненное значение. В результате происходит дальнейшее развитие геометрического рельефа благодаря максимальной деформации ФТП среды в вязкотекучем состоянии. При этом развитие рельефа после прекращения нагрева будет намного больше, чем развитие рельефа в момент выключения нагрева.

Теперь рассмотрим другой случай, когда скорость нагрева имеет порядок $\sim 10^4 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$. В этом случае согласно (22) время облучения станет больше τ_2 и к моменту выключения нагрева поверхность нагреется до $T_1(\tau_2)$, близкой к T_p , т.к. ΔT_2 намного меньше из-за слабого градиента температуры. Следовательно, развитие рельефа к моменту выключения нагрева станет значительным. После выключения нагрева развитие рельефа значительно ниже, чем в случае больших скоростей нагрева. Это объясняется развитием деформации поверхности ФТП пленки за время $\tau_2 > \tau_1$, в тот период, когда электростатическая сила за время τ_2 ослабевает, а температура $T_1(\tau_2)$ близка к T_p и сила поверхности натяжения тоже близка к своему минимальному значению. В результате развитие рельефа, соответственно ДЭ, к моменту выключения нагрева будет значительным. После выключения развитие рельефа продолжается и достигает максимального значения при температуре T_p . Однако, соответствующая ДЭ в этом случае будет ниже, чем при скоростях нагрева $\sim 10^4 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$; видимо, это связано с ослаблением электростатической силы за время $\tau_2 + \tau'$, которое больше чем $\tau_1 + \tau'$.

Эти выводы подтверждаются результатом эксперимента [9] (рис.1б), где измерены дифракционная эффективность (ДЭ) записи голограмм в момент выключения нагрева и после прекращения всех изменений геометрического рельефа поверхности. В результате, при скорости нагрева $0,4 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$ ДЭ после выключения нагрева в ~ 2 раза больше, чем ДЭ в момент выключения нагрева. Это отличие растёт с ростом скорости нагрева. В то же время, при скорости нагрева $= 1,7 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$ наблюдается увеличение ДЭ в момент выключения нагрева, но после выключения нагрева рост ДЭ ниже, чем рост ДЭ при высоких скоростях нагрева $\sim 10^4 \text{ }^\circ\text{C}/\text{с}$.

Таким образом, в диапазоне высокого темпа нагрева ($\psi \gg 1$) причиной всех особенностей проявления скрытого изображения является образованный по толщине ФТП пленки градиент температуры. Однако величина этого градиента зависит от скорости нагрева $\frac{dT}{dt}$ или согласно (13), от мощности нагревающего излучения. Чем больше градиент температуры, тем лучше развитие рельефа поверхности ФТП пленки, следовательно, выше соответствующее ДЭ записи голограмм. Посредством изменения мощности источника нагрева можно наблюдать за тенденцией изменения ДЭ после выключения нагрева носителя. С уменьшением мощности нагревающего источника уменьшается градиент температуры и ДЭ после выключения нагрева тоже уменьшается, при этом значение ДЭ до выключения нагрева растёт, но ее конечная величина станет меньше, чем ДЭ при большем градиенте

температур. Это обстоятельство позволяет управлять процессом записи голограмм. Наиболее эффективный результат достигается, если процесс проявления скрытого изображения организовать при больших мощностях нагревающего излучения при $\psi \gg 1$.

Выводы:

1. Существуют режимы высокого и низкого темпов нагрева, граница которых определяется длительностью воздействия нагревающего излучения и она зависит только от теплофизических свойств слоев носителя.

2. Установлено, что при высоком темпе нагрева проводящего слоя $\psi \gg 1$, температура поверхности ФТП пленки не успевает следить за изменением температуры проводящего слоя и температура размягчения поверхности ФТП пленки достигается за счет догрева тепловой энергией, обусловленной градиентом температуры.

3. Показано, что длительность воздействия проявляющего импульса зависит от мощности нагревающего излучения и это дает возможность оптимизировать процесс записи путем выбора момента выключения нагревающего источника.

4. Установлено, что наиболее качественная запись на ФТП средах при $\psi \gg 1$ формируется после выключения проявляющего импульса при достаточно высокой мощности источника нагрева. Таким образом, регулирование мощности источника может способствовать получению желаемого результата.

Литература

1. Давиденко Н.А. и др. Светочувствительность голографических регистрирующих сред на основе пленок полимерных композиций с наночастицами CdS. Химия высоких энергий, 2006г., т.40, №6, с. 458-465.
2. Давиденко Н.А. и др. Фоточувствительные композиты с электронной проводимостью в ближней ИК - обл. излучения. Химия высоких энергий, 2006., т.40, №5, с.381-385.
3. Александрова Е.Л. Высокоэффективные фототермопластические среды на основе комплексов с переносом заряда. Автореф. докт. диссертации. Москва, 2004г.
4. Кирица А. Фотозлектрические и оптические процессы в структурах халькогенидный полупроводник – диэлектрик для голографической регистрации оптической информации. Автореф. докт. диссер., Кишинев, 2014г.
5. Roling C. et.al. Imaging ellipsometry mapping of photo-induced refractive index in As₂S₃ films. Journal of Non-Crystalline solids, 2013, 365, p. 93-98.
6. Nikla V., et.al. Structural transformations in amorphous As_xSe_{x-1} films. Journal of Materials science: Materials in Electronics, 2009, 20, 11, p.1095-1105.
7. Trunov M. et.al. Photoinduced mass-transport based holographic recording of surface relief gratings in amorphous selenium films. Applied Physics letters, 2011, 99,5, p. 051906-3.
8. Джаманкызов Н.К., Жумалиев К.М. Роль лазерного нагрева в процессах формирования голограмм. ДАН 2014, №1.
9. Баженов М.Ю., Кувшинский Н.Г., Находкин Н.Г. Проявление скрытого изображения на термопластических средах при высоких скоростях нарастания температуры. Фундаментальные основы оптической памяти и среды. Вып. 10. Респ. Межвед. Науч.сб. Киев, 1979, с. 113-120.
10. Вейко В.П. Лазерная обработка пленочных элементов, Л., "Машиностроение", 1986, с.248
11. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел, М., "Наука" с.487

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