



**ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СОЗДАНИЯ ВИЗУАЛЬНО  
НАБЛЮДАЕМЫХ ЛОКАЛЬНЫХ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ  
В ОБЪЕМЕ ПРОЗРАЧНЫХ В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА  
ДИЭЛЕКТРИКОВ ПУТЕМ ВОЗДЕЙСТВИЯ СФОКУСИРОВАННОГО  
ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Д.Г. Павлов, Л.В. Рудов, Т.Н. Соколова, Ю.В. Чеботаревский*

На основе исследования термоупругопластического состояния неограниченной среды, нагреваемой внутренним сосредоточенным импульсным источником тепла, и анализа характера изменения плотности ее материала формулируется феноменологическая модель внесения визуально наблюдаемых локальных структурных изменений в объеме прозрачных в видимой области спектра диэлектриков путем воздействия сфокусированного лазерного излучения.

Процессы лазерной технологической обработки хрупких прозрачных в видимой области спектра диэлектриков, сопровождающиеся их интенсивным нагревом, обладают рядом особенностей, обусловленных специфическими свойствами обрабатываемых материалов. Одной из основных отличительных особенностей прозрачных диэлектриков является возможность фокусирования лазерного излучения не только на поверхности, но и в объеме обрабатываемого материала. Другая состоит в том, что при высокотемпературном нагреве до определенного для каждого конкретного материала значения температуры (температуры размягчения) они разрушаются хрупко без признаков макропластичности, а при превышении данного значения температуры они могут пластически деформироваться.

Рассмотрим задачу об интенсивном импульсном локальном нагреве неограниченной изотропной прозрачной среды неподвижным внутренним источником тепла с обладающим центральной симметрией законом распределения мощности тепловыделения. Исследуем термонапряженное состояние среды с учетом возможного появления упругопластических деформаций в окрестностях зоны высокотемпературного нагрева. Решение задачи будем проводить в квазистатической постановке в рамках теории малых упругопластических деформаций на основе математической модели, предложенной в работе [1], считая нагружение близким к простому. Физико-механические характеристики материала предполагаем не зависящими от температуры. Очевидно, что при сделанных выше предположениях и отсутствии каких-либо других возмущающих воздействий возникающие в среде поля температур, напряжений и деформаций будут обладать центральной симметрией.

Решение соответствующей задачи теплопроводности получено в работе [2] в виде

$$T(t,r) = \begin{cases} \int_0^t \Theta(t,r,\tau) d\tau, & \text{при } t \leq \Delta t \\ \int_0^t \Theta(t,r,\tau) d\tau - \int_0^{t-\Delta t} \Theta(t-\Delta t,r,\tau) d\tau & \text{при } t > \Delta t. \end{cases}$$

Здесь

$$\Theta(t,r,\tau) = 1/[2rcp(\pi a(t-\tau))^{1/2}] \times \\ \times \int_0^\infty \xi \{ \exp(-(r-\xi)^2/[4a(t-\tau)]) - \exp(-(r+\xi)^2/[4a(t-\tau)]) \} w_r(\xi) d\xi, \\ w_r(r) = A\gamma/(2\pi) \exp(-\gamma r^2),$$

где  $T$  - температура,  $c$  - удельная теплоемкость,  $\rho$  - плотность,  $a$  - коэффициент температуропроводности,  $A$  и  $\gamma$  - соответственно коэффициенты интенсивности и сосредоточенности источника тепла,  $\Delta t$  - длительность импульса источника.

Исследование термоупругого состояния, предшествующего появлению пластических деформаций, не представляет особых трудностей, поэтому его результаты здесь не приводятся. В случае центральной симметрии компоненты тензора напряжений равны,  $\sigma_{rr}(0,t) = \sigma_{\varphi\varphi}(0,t) = \sigma_{\theta\theta}(0,t)$ , в связи с этим появление пластических деформаций в среде при отличном от нуля значении предела пластичности материала возможно только на некотором удалении от центра источника нагрева в момент  $t_0^{пл}$ , когда на некотором радиусе  $r_0^{пл}$  одновременно будут выполнены условия

$$\sigma_i^2 = \sigma_0^2 \text{ и } T(r_0^{пл}, t_0^{пл}) \geq T_{пл},$$

где  $\sigma_i$  - интенсивность напряжений,  $\sigma_0$  - предел пластичности материала,  $T_{пл}$  - температура пластичности.

Возникающая при этом зона пластических деформаций с геометрической точки зрения будет представлять собой некоторый полый сферический объем с центром в начале координат и подвижными с течением времени внешней  $r_2^{пл}(t)$  и внутренней  $r_1^{пл}(t)$  границами. Решение задачи в процессе нагружения получено в работе [3] в виде:

$$1) 0 \leq r < r_1^{пл}(t) \text{ и } r \geq r_2^{пл}(t)$$

$$\sigma_{rr}^{упр} = -4\mu\alpha(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)\Theta''(r) + (3\lambda+2\mu)f(t),$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^{упр} = 2\mu\alpha(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)(\Theta''(r) - T(r)) + (3\lambda+2\mu)f(t),$$

$$u^{упр} = \alpha(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)\Theta'(r) + f(t)r,$$

$$2) r_1^{пл}(t) \leq r < r_2^{пл}(t)$$

$$\sigma_{rr}^{пл} = 2\sigma_0 \ln r + (3\lambda + 2\mu)g(t), \quad \sigma_{\varphi\varphi}^{пл} = (1+2\ln r)\sigma_0 + (3\lambda+2\mu)g(t),$$

$$u^{пл} = 3\alpha\Theta'(r) + r(g(t) + 2\sigma_0 \ln r)/(3\lambda+2\mu),$$

где

$$\Theta(r) = (1/r^2) \int_0^r T x^2 dx, \quad \Theta''(r) = (1/r^3) \int_0^r T x^2 dx,$$

$$g(t) = -4\mu\alpha/(\lambda+2\mu)\Theta''(r_2^{nl}) - 2\sigma_0 \ln r_2^{nl}/(3\lambda+2\mu),$$

$$f(t) = \begin{cases} g(t) + 4\mu\alpha/(\lambda+2\mu)\Theta'(r_1^{nl}) + 2\sigma_0 \ln r_1^{nl}/(3\lambda+2\mu) & \text{при } 0 \leq r < r_1^{nl}(t), \\ 0 & \text{при } r \geq r_2^{nl}(t), \end{cases}$$

а радиусы границ  $r_1^{nl}(t)$  и  $r_2^{nl}(t)$  определяются выражениями

$$2\mu\alpha(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)(3\Theta'(r_i^{nl}) - T(r_i^{nl})) = \sigma_0 \text{ и } T(r_i^{nl}, t) \geq T_{nl} \quad (i = 1, 2); \quad (1)$$

$\lambda, \mu$  - постоянные Ламе,  $\alpha$  - коэффициент теплового расширения.

В зависимости от параметров лазерного воздействия здесь возможны два принципиально различных варианта развития пластического деформирования. В первом - оба радиуса пластической зоны определяются из первого уравнения (1) и материал среды ведет себя подобно традиционному [3]. Во втором - радиус внешней границы пластической зоны определяется из температурного (второго) условия (1), когда в последнем имеет место знак равенства. В этом случае в силу специфических свойств рассматриваемого материала на поверхности раздела пластической зоны с внешней упругой областью напряжение  $\sigma_{\varphi\varphi}$  и деформация  $\varepsilon_{rr}$  терпят разрыв

$$[\varepsilon_{rr}] = 2/(3\lambda+2\mu)[\sigma_{\varphi\varphi}] = |4\mu\alpha/(\lambda+2\mu)(3\Theta''(r_2^{nl}) - T(t, r_2^{nl})) \pm 2\sigma_0/(3\lambda+2\mu)| \quad (2)$$

при сохранении непрерывности напряжения  $\sigma_{rr}$  и перемещения  $u$ .

Используя уравнение равновесия, закон упругого изменения объема и соотношения Коши при условии  $u(0, t) = 0$ , запишем следующие соотношения между напряжениями, деформациями и перемещением:

$$u = 3\alpha\Theta'(r) + r\sigma_{rr}/(3\lambda+2\mu), \quad \varepsilon_{rr} = 3\alpha(T(r) - 2\Theta''(r)) + (r\partial\sigma_{rr}/\partial r + \sigma_{rr})/(3\lambda+2\mu),$$

$$\varepsilon_{\varphi\varphi} = 3\alpha\Theta''(r) + \sigma_{rr}/(3\lambda+2\mu), \quad \text{где } \Theta'(r) = (1/r^2)\int_0^r Tx^2 dx, \quad \Theta''(r) = (1/r^3)\int_0^r Tx^2 dx.$$

При вычитании из  $\varepsilon_{rr}$  упругой и температурной частей получим пластическую составляющую радиальной деформации  $\varepsilon_{rr}^{nl}$

$$\varepsilon_{rr}^{nl} = -2\alpha(3\Theta''(r) - T(r)) - (\lambda+2\mu)(\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi})/[\mu(3\lambda+2\mu)]. \quad (3)$$

Вследствие пластической несжимаемости

$$\varepsilon_{rr}^{nl} = -2\varepsilon_{\varphi\varphi}^{nl}. \quad (4)$$

В зоне упругой разгрузки будут справедливы соотношения Дюгамеля - Неймана при условии замены в них  $\varepsilon_{ii}$  на разность  $\varepsilon_{ii} - \varepsilon_{ii}^{nl}$ , где  $\varepsilon_{ii}^{nl}(r) = \varepsilon_{ii}^{nl}(r, t^P(r))$  - пластические составляющие компонент тензора деформаций на момент начала разгрузки на данном радиусе ( $i=r, \varphi$ ). Исходя из уравнения равновесия, закона упругого изменения объема и соотношения Коши, получим выражения для напряжений и перемещения при разгрузке [4]

$$\sigma_{rr}^P = 2\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)(-2\alpha\Theta''(r) + \int_0^r \varepsilon_{rr}^{nl}/x dx) + (3\lambda+2\mu)c_p' - (4\mu/r^3)c_p'',$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^P = 2\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)(\alpha\Theta''(r) - \alpha T(r) + \int_0^r \varepsilon_{rr}^{nl}/x dx + \varepsilon_{rr}^{nl}/2) + (3\lambda+2\mu)c_p' + (2\mu/r^3)c_p'',$$

$$u^P = 1/(\lambda+2\mu)(\alpha(3\lambda+2\mu)\Theta'(r) - 2\mu r \int_0^r \varepsilon_{rr}^{nl}/x dx) + rc_p' + c_p''/r^2,$$

где  $c_p'(t), c_p''(t)$  - произвольные функции времени.

Полагая, что переход от процесса нагружения ( $d\epsilon_i > 0$ ) к процессу разгрузки ( $d\epsilon_i < 0$ ) происходит без нейтральных изменений, в качестве условия начала разгрузки примем  $d\epsilon_i = 0$ , где  $\epsilon_i$  - интенсивность деформаций. Отсюда получаем следующее уравнение для определения границ зоны разгрузки:

$$(1/r^3) \int_0^r \partial^2 T(x,t) / (\partial x \partial t) x^3 dx = 0.$$

Решение задачи об определении напряжений и перемещений будем проводить при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} |\sigma_{rr}| = |\sigma_{\varphi\varphi}| < \infty \quad \text{при } r = 0; \\ \sigma_{rr} \rightarrow 0, \quad \sigma_{\varphi\varphi} \rightarrow 0 \quad \text{при } r \rightarrow \infty; \quad u \rightarrow 0 \quad \text{при } r \rightarrow 0, \infty. \end{aligned} \quad (5)$$

В зависимости от характера теплового нагружения возможны два варианта прохождения разгрузки. При одном из них разгрузка распространяется от внутренней упругой области к пластической зоне и затем к периферии объема. При втором разгрузка начинается внутри пластической зоны и распространяется в обе стороны. Здесь рассмотрим первый вариант, при этом выделим следующие стадии поведения материала среды.

I) До тех пор пока процесс разгрузки не распространится на продолжающую расширяться пластическую зону, выражения для напряжений и перемещений, в том числе и в области упругой разгрузки, будут определяться так же, как и в процессе нагружения.

II) С момента времени  $t^{\text{мин}}$ , когда радиус границы разгрузки  $r^p(t)$  достигнет радиуса левой границы пластической зоны, последний примет свое наименьшее значение  $r_1^m = r_1^{\text{пл}}(t^{\text{мин}}) = r^p(t^{\text{мин}})$ . При этом процесс разгрузки распространится на пластическую зону, а среда по характеру поведения материала будет разделена на следующие четыре части:  $0 \leq r \leq r_1^m$  - продолжающая разгружаться внутренняя упругая область,  $r_1^m \leq r \leq r^p(t)$  - разгружающаяся часть пластической зоны,  $r^p(t) \leq r \leq r_2^{\text{пл}}(t)$  - зона пластических деформаций,  $r \geq r_2^{\text{пл}}(t)$  - внешняя упругая область.

На этой стадии выражения для напряжений и перемещений в пластической зоне и во внешней упругой области сохраняют тот же вид, что и в процессе нагружения. Для первых двух зон с учетом граничных условий (5) и условий непрерывности на границах раздела областей получим

$$\text{а) } 0 \leq r \leq r_1^m$$

$$\sigma_{rr}^{\text{упр}} = -4\mu\alpha(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)\Theta''(r) + (3\lambda+2\mu)f(t), \quad (6)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^{\text{упр}} = 2\mu\alpha(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)(\Theta''(r) - T(r)) + (3\lambda+2\mu)f(t), \quad (7)$$

$$u^{\text{упр}} = (3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)\alpha\Theta'(r) + rf(t), \quad (8)$$

$$\text{б) } r_1^m \leq r \leq r^p(t)$$

$$\sigma_{rr}^p = 2\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)(-2\alpha\Theta''(r) + \int_0^r \epsilon_{rr}^{\text{упр}}/x dx) + (3\lambda+2\mu)g(t), \quad (9)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^p = 2\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu)(\alpha\Theta''(r) - \alpha T(r) + \int_0^r (\epsilon_{rr}^{\text{упр}}/x) dx + \epsilon_{rr}^{\text{упр}}/2) + (3\lambda+2\mu)g(t), \quad (10)$$

$$u^p = 1/(\lambda+2\mu)(\alpha(3\lambda+2\mu)\Theta'(r) - 2\mu \int_0^r (\epsilon_{rr}^{\text{упр}}/x) dx) + rg(t), \quad (11)$$

где  $f(t) = 2\mu/(\lambda+2\mu)(2\alpha(\Theta''(r^p) - \Theta''(r_2^p)) - \int_{r_1^p}^{r^p} (\epsilon_{rr}^{np}/x) dx) \pm (2\sigma_0/(3\lambda+2\mu)) \ln(r^p/r_2^{np})$ , (12)

$$g(t) = f(t) - 2\mu/(\lambda+2\mu) \int_0^{r_1^m} (\epsilon_{rr}^{np}/x) dx. \quad (13)$$

III) Вторая стадия будет длиться до тех пор, пока радиус границы разгрузки  $r^p(t)$  не достигнет радиуса правой границы пластической зоны. В этот момент времени ( $t^{\text{макс}}$ ) последний примет свое наибольшее значение  $r_2^m = r_2^{np}(t^{\text{макс}}) = r^p(t^{\text{макс}})$  и пластическая зона прекратит свое существование. При  $t > t^{\text{макс}}$  процесс разгрузки распространится на внешнюю упругую область. На данном этапе в среде можно выделить следующие четыре зоны: продолжающие разгружаться внутренняя упругая область  $0 \leq r \leq r_1^m$  и область существования пластической зоны  $r_1^m \leq r \leq r_2^m$ , разгружающаяся часть внешней упругой области  $r_2^m \leq r \leq r^p(t)$  и внешняя упругая область  $r \geq r^p(t)$ . Напряженно-деформированное состояние разгружающейся части внешней упругой области будет описываться теми же выражениями, что и в процессе нагружения. Во внутренних двух областях с учетом (5) и непрерывности на границах раздела зон решение запишется в виде (6-8) и (9-11), но при другом значении функции  $f(t)$ :

$$f(t) = - 2\mu/(\lambda+2\mu) \int_{r_1^m}^{r_2^m} (\epsilon_r^{np}/x) dx. \quad (14)$$

Для определения остаточных напряжений достаточно в полученных выражениях положить  $t \rightarrow \infty$ . В результате, с учетом  $T(t, r)|_{t \rightarrow \infty} = 0$ , получим:

а)  $0 \leq r \leq r_1^m$

$$\sigma_{rr}^{\text{упр}} = \sigma_{\varphi\varphi}^{\text{упр}} = - 2\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu) \int_{r_1^m}^{r_2^m} (\epsilon_r^{np}/x) dx, \quad (15)$$

$$u^{\text{упр}} = - r 2\mu/(\lambda+2\mu) \int_{r_1^m}^{r_2^m} (\epsilon_r^{np}/x) dx; \quad (16)$$

б)  $r_1^m \leq r \leq r_2^m$

$$\sigma_{rr}^p = - 2\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu) \int_r^{r_2^m} (\epsilon_r^{np}/x) dx, \quad (17)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^p = 2\mu(3\lambda+2\mu)/(\lambda+2\mu) [- \int_r^{r_2^m} (\epsilon_r^{np}/x) dx + \epsilon_r^{np}(r)/2]; \quad (18)$$

$$u^p = - r 2\mu/(\lambda+2\mu) \int_r^{r_2^m} \epsilon_r^{np}/x dx; \quad (19)$$

в)  $r \geq r_2^m$

$$\sigma_{rr}^{\text{упр}} = \sigma_{\varphi\varphi}^{\text{упр}} = 0, \quad u^{\text{упр}} = 0. \quad (20-21)$$

Принципиальным отличием поведения рассматриваемых материалов от традиционных является наличие поверхности разрыва напряжения  $\sigma_{\varphi\varphi}$  и деформации  $\epsilon_{rr}$  на внешней границе пластической зоны при непрерывном изменении напряжения  $\sigma_{rr}$  и перемещения  $u$ . Причем поверхность разрыва напряжений и деформаций возникает только при таких режимах теплового воздействия, при которых внешняя граница пластической зоны в процессе нагружения определяется температурным условием (1). Во время действия импульса источника тепла величина разрыва увеличивается, а сама поверхность разрыва перемещается к

периферии объема. С момента распространения разгрузки на внешнюю упругую область местоположение поверхности разрыва и величины  $[\sigma_{\text{фр}}]$ ,  $[\epsilon_{rr}]$  останутся неизменными при продолжающемся изменении характера поведения напряжений по объему среды и при количественном уменьшении их абсолютных значений. При полном остывании среды в окрестностях центра нагрева формируется зона остаточных деформаций и напряжений. Вблизи  $r=r_2^m$  напряжение  $\sigma_{\text{фр}}$  является сжимающим, а  $\sigma_{rr} \rightarrow 0$ , в то время как во внутренней упругой области оба напряжения будут растягивающими.

В качестве примера ниже приведены графики изменения напряжений в процессе разгрузки (рис. 1, 2) и после полного остывания среды (рис. 3).

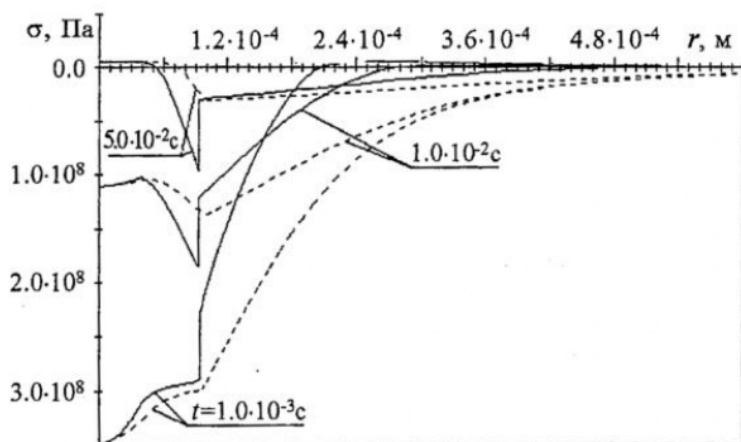


Рис. 1. Изменение напряжений в процессе разгрузки;  $\gamma=6.0 \cdot 10^7$ ,  $A=1.1 \cdot 10^6$

Анализ полученных результатов показывает, что к росту по абсолютной величине остаточных напряжений приводит увеличение как коэффициента сосредоточенности  $\gamma$ , так и коэффициента интенсивности  $A$ . Путем варьирования этих параметров можно подобрать такие режимы лазерного воздействия, при которых остаточные напряжения в центре нагрева будут близкими или превысят предел прочности материала на растяжение.

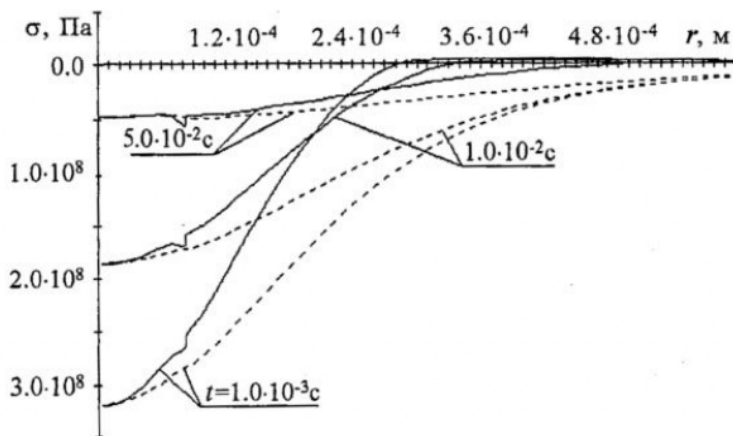


Рис. 2. Изменение напряжений в процессе разгрузки;  $\gamma=3.0 \cdot 10^7$ ,  $A=1.6 \cdot 10^6$



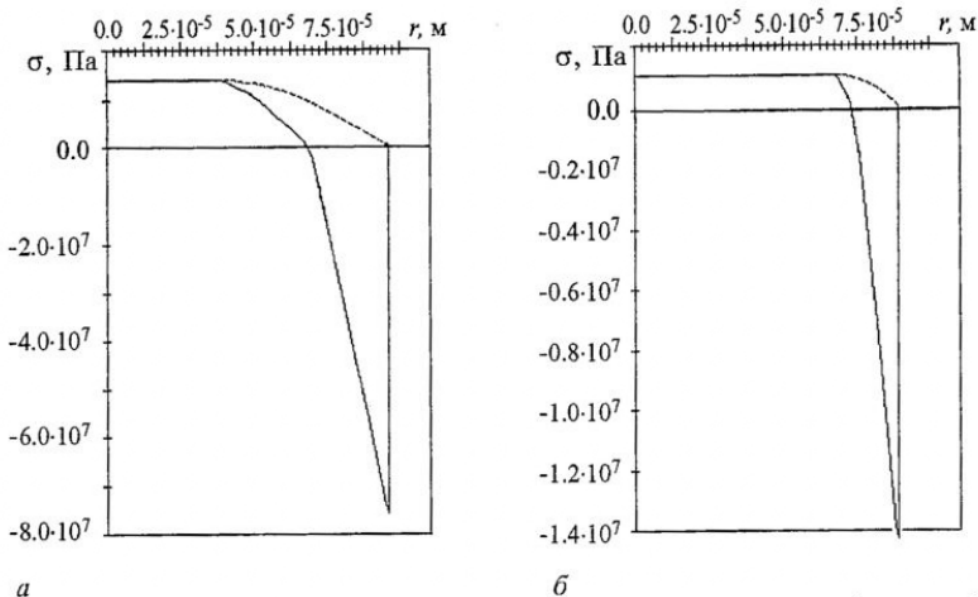


Рис. 3. Изменение напряжений после полного остывания среды: а -  $\gamma=6.0 \cdot 10^7$ ,  $A=1.1 \cdot 10^6$ ; б -  $\gamma=3.0 \cdot 10^7$ ,  $A=1.6 \cdot 10^6$

В качестве одной из физических характеристик, позволяющих судить о степени изменения внутренней структуры и свойств материала, может быть принята его плотность  $\rho = \rho(t, x_i)$ . При условии начальной однородности материала  $\rho(0, x_i) = \rho_0$  изменение плотности связано с относительной объемной деформацией  $\epsilon_0 = 1/3 \epsilon_{ii}$  соотношением [5]

$$\rho = \rho_0 / (1 + 3\epsilon_0). \quad (22)$$

В рассматриваемом случае

$$\epsilon_0 = 1/3 (\epsilon_{rr} + \epsilon_{\varphi\varphi} + \epsilon_{\theta\theta}) = 1/3 (\partial u / \partial r + 2u/r) = 1/(3r^2) \partial (ur^2) / \partial r. \quad (23)$$

Из (22) с учетом (23) находим функциональную зависимость плотности материала от характеристик деформированного состояния в виде

$$\rho = \rho_0 / (1 + \epsilon_{rr} + 2\epsilon_{\varphi\varphi}) = \rho_0 r^2 / (r^2 + \partial (ur^2) / \partial r). \quad (24)$$

Анализ показывает, что наличие поверхности разрыва напряжений и деформаций приводит к скачкообразному повышению плотности материала на этой поверхности

$$[\rho] = \rho_0 [\epsilon_{rr}] / (1 + \epsilon_{rr}^{nl} + 2\epsilon_{\varphi\varphi}^{nl}).$$

В качестве примера приведены графики поведения относительного изменения плотности материала в процессе разгрузки (рис. 4) и после полного остывания среды (рис. 5).

Анализ полученных результатов показывает, что, во-первых, разрыв функции плотности материала появляется только в случае возникновения пластических деформаций, во-вторых, величина разрыва зависит как от характеристик материала, так и от параметров теплового воздействия лазерного излучения, в-третьих, после полного остывания плотность материала имеет наибольшее значение на внешней границе области существования пластических деформаций.

Проведенное исследование напряженно-деформированного состояния среды и изменения плотности материала позволили сформулировать следующую феноменологическую модель механизма внесения визуально наблюдаемых локальных структурных изменений.

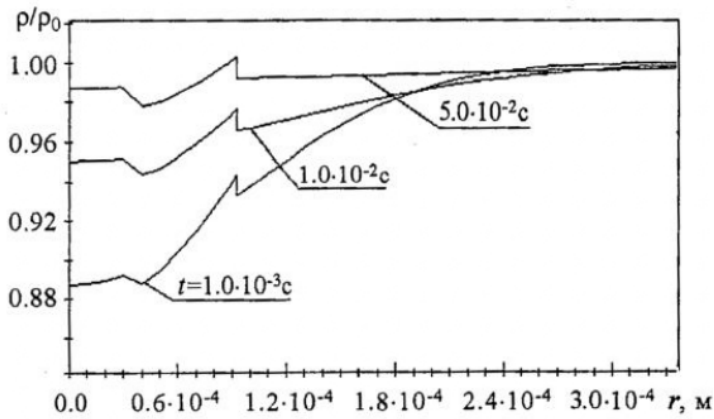


Рис. 4. Относительное изменение плотности материала в процессе разгрузки;  $\gamma=6.0 \cdot 10^7$ ,  $A=1.1 \cdot 10^6$

- В результате воздействия импульса сфокусированного лазерного излучения на прозрачную в видимой области спектра среду в последней образуется локальная область высокотемпературного нагрева, в которой возникает зона пластических деформаций с подвижными границами.

- На внешней границе пластических деформаций, определяемой температурным условием  $T(x_i^{пл}, t) = T_{пл}$ , образуется поверхность разрыва напряжений и деформаций со скачкообразным изменением на ней плотности материала.

- После окончания действия импульса лазерного излучения происходит остывание нагретой области среды, сопровождающееся процессом разгрузки.

- По окончании процесса разгрузки формируется область существования пластических деформаций, ограниченная поверхностью разрыва напряжений и деформаций со скачкообразным возрастанием на ней плотности материала.

- Внутри области, ограниченной поверхностью разрыва, возникают остаточные растягивающие напряжения, превышающие при определенных режимах лазерного воздействия предел прочности материала на растяжение.

- Остаточные растягивающие напряжения приводят к появлению визуально наблюдаемых в видимом спектре микротрещин, распространение которых от центра нагрева к периферии объема сдерживается сферообразной областью с повышенной плотностью материала.

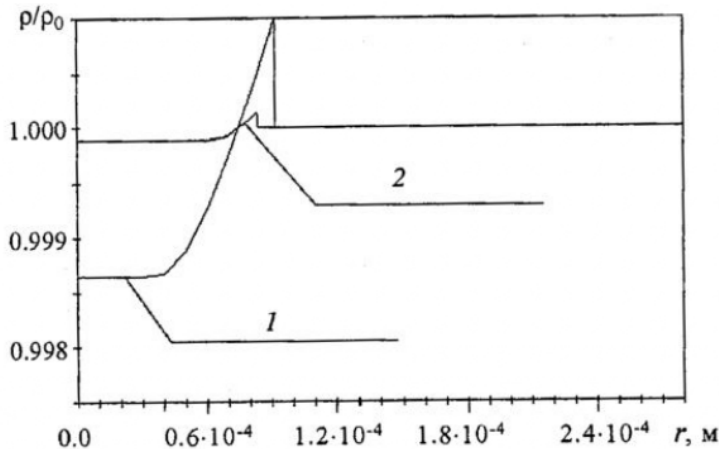


Рис. 5. Относительное изменение плотности материала после полного остывания среды: 1 -  $\gamma=6.0 \cdot 10^7$ ,  $A=1.1 \cdot 10^6$ ; 2 -  $\gamma=3.0 \cdot 10^7$ ,  $A=1.6 \cdot 10^6$



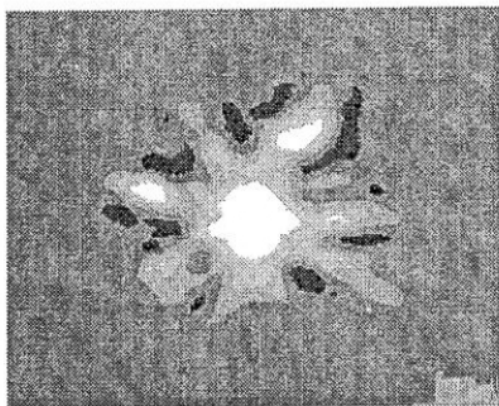


Рис. 6. Вид структурных изменений в стекле

трещинами, что качественно подтверждает положения сформулированной выше модели.

### Библиографический список

1. Чеботаревский Ю.В. Построение расчетной модели для исследования напряженного состояния хрупких неметаллических материалов при локальном нагреве с учетом появления пластических деформаций // Межвуз. научн. сб. Механика деформируемых сред. 1985, вып. 9. С. 49.

2. Павлов Д.Г., Рудов Л.В., Чеботаревский Ю.В. Определение температурного поля в полупрозрачной неограниченной среде, нагреваемой концентрированным источником тепла // Проблемы прочности материалов и конструкций, взаимодействующих с агрессивными средами: Межвуз. научн. сб. Саратов. гос. техн. ун-т. 1998. С. 17.

3. Павлов Д.Г., Рудов Л.В., Чеботаревский Ю.В. Термоупругопластическое состояние неограниченной изотропной среды в процессе нагружения при нагреве концентрированным нестационарным источником тепла // Проблемы прочности материалов и конструкций, взаимодействующих с агрессивными средами: Межвуз. научн. сб. Саратов. гос. техн. ун-т. 2000. С. 25.

4. Mack W., Gamer U. Spanungen bei Abkühlung einer elastisch-plastischen Kugel // Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik. 1989. Vol. 69, № 5. P. 462.

5. Ионов В.Н., Огибалов П.М. Прочность пространственных элементов конструкций. Ч. 1. М.: Высшая школа. 1979.

Саратовский государственный  
технический университет

Поступила в редакцию 5.09.02  
после доработки 30.01.03

## PHENOMENOLOGICAL MODEL OF CREATION OF VISUALLY OBSERVABLE LOCAL STRUCTURAL CHANGES IN THE VOLUME OF TRANSPARENT IN THE VISIBLE SPECTRUM DIELECTRICS BY APPLICATION OF FOCUSED PULSED LASER BEAM

*D.G. Pavlov, L.V. Rudov, T.N. Sokolova, U.V. Chebotarevsky*

Phenomenological model of insertion of visually observable local structural changes in the volume of transparent in the visible spectrum dielectrics by application of focused laser beam is formulated on the basis of research of thermoelasticoplastic

condition of unlimited medium being heated up by internal focused impulse heat source as well as analysis of modification characteristics of density of its material.



*Павлов Дмитрий Геннадиевич* - родился в Саратове (1963), окончил Саратовский государственный университет (1985). После окончания СГУ работает в СПИ, СГТУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в СГТУ (1990). Область научных интересов - механика деформируемого твердого тела. Имеет более 30 публикаций.



*Соколова Татьяна Николаевна* - родилась в Новомосковске, Тульской обл. (1949), окончила Саратовский государственный университет (1972). После окончания СГУ работала в НПО «Алмаз», СГТУ. Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в СГТУ (1999). Область научных интересов - лазерная техника и технология, лазерная физика. Имеет свыше 30 публикаций по указанным направлениям, 4 монографии, 5 авторских свидетельств.



*Рудов Леонид Викторович* - родился в Саратове (1974), окончил Саратовский государственный университет (1997). После окончания СГУ работает в СГТУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в СГТУ (2000). Область научных интересов - механика деформируемого твердого тела. Опубликовал 6 работ.



*Чеботаревский Юрий Викторович* - родился в г. Осипенко (1946), окончил Саратовский политехнический институт (1969). После окончания работает в СПИ, СГТУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в ЛЭТИ (1973) и доктора технических наук в ЛПИ (1986) в области механики деформируемого твердого тела, Профессор, ректор Саратовского государственного технического университета. Область научных интересов - теплофизика, механика и термомеханика композиций из современных конструкционных материалов при нетрадиционных воздействиях, лазерная технология. Имеет более 120 публикаций, в их числе 7 изобретений и патентов, 2 монографии. Лауреат Государственной премии СССР.

E-mail: uvch@sstu.saratov.su