

Математическое моделирование процессов лазерного управляемого термораскалывания листового стекла

Е. Б. ШЕРШНЕВ, С. В. ШАЛУПАЕВ, С. И. СОКОЛОВ

Анализ существующих методов резки стекол показывает, что в ряде случаев они оказываются неприемлемыми для широкого внедрения в серийное производство без дополнительного глубокого изучения и исследования. Только на этой основе возможно создание высокоэффективных технологических процессов и оборудования.

Наиболее технологичным для размерной обработки стекла является процесс управляемого лазерного термораскалывания. Точность, повышенная механическая прочность стеклоизделий, полученных методом управляемого лазерного термораскалывания, обуславливают необходимость дальнейшей разработки его разновидностей, в частности, получение стеклоизделий заданной толщины (лазерное термораскалывание в плоскости, параллельной поверхности нагрева), изготовление стеклоизделий с заданной геометрией кромки (термораскалывание по двум взаимортогональным плоскостям для получения изделий с прямоугольным профилем кромки, получение закругленных кромок для изделий специального назначения с помощью комбинированного термораскалывания). В связи с этим существует необходимость в оптимизации процессов лазерного термораскалывания с целью повышения качества обработки таких материалов.

Для понимания физической природы процессов, протекающих при взаимодействии лазерного излучения с материалами, необходимо знать информацию о распределении температурных полей, задача по определению которых сводится к решению неоднородного трехмерного уравнения теплопроводности:

$$\nabla^2 T(r,t) - \frac{1}{a} \frac{T(r,t)}{t} = -\frac{Q(r,t)}{\lambda}, \quad (1)$$

где $Q(r,t)$ – плотность внешних источников тепла; λ , a – соответственно коэффициенты теплопроводности и температуропроводности материала. $Q(r,t)$ определим с учетом модового состава, распределения плотности мощности и формы лазерного пучка на поверхности материала. Большинство используемых на практике CO_2 -лазеров отечественного производства настраиваются на радиальный вид колебаний, при котором след на поверхности стекла от лазерного пучка имеет вид концентрических колец, и легко юстируются на вид колебаний TEM_{200} . Этот вид колебаний характеризуется двумя концентрическими кольцами в сечении пучка (рисунок 1, кривая 1). Случай вырожденного радиального колебания наиболее близко соответствует используемой на практике кольцевой форме лазерного пучка (рисунок 1, кривая 2).

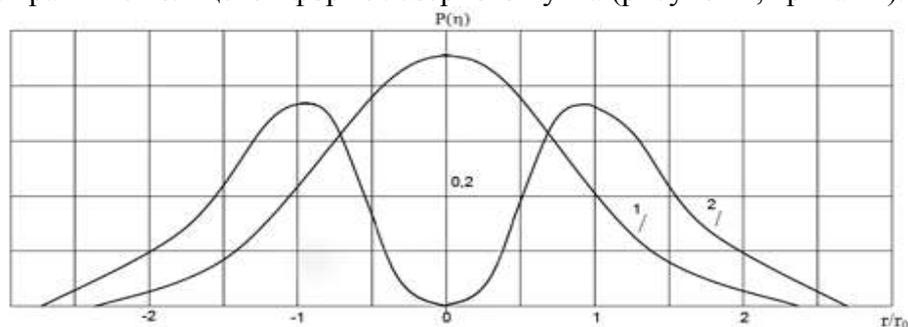


Рисунок 1 – Распределение плотности мощности по сечению лазерного пучка одномодового режима (1) и пучка кольцевого сечения (2).

Экспериментальные исследования лазерного термораскалывания на заданную глубину и его разновидностей [1] показывают, что для реализации этих процессов применяются лазерные пучки круглой и эллиптической формы. Распределение интенсивности по сечению таких пучков с учетом модовой структуры опишем, используя формализм гауссова пучка.

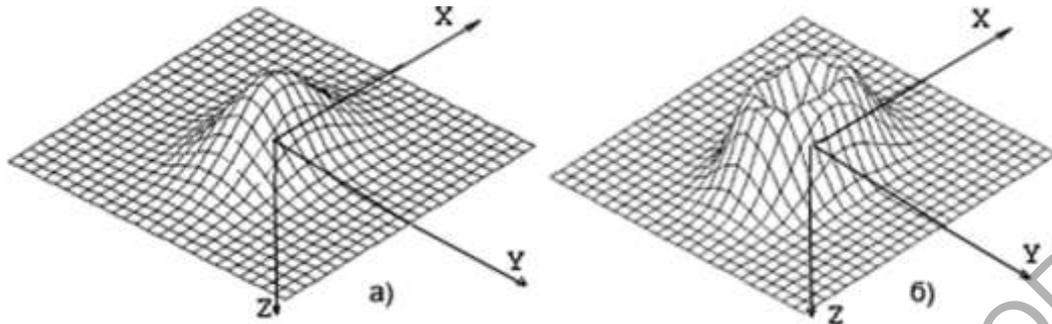


Рисунок 2 – Модельное распределение интенсивности по сечению гауссовых эллиптических пучков: а – пучок с максимальной интенсивностью в центре; б – пучок с нулевой интенсивностью в центре.

Выберем систему координат так, чтобы ось OX совпала с направлением относительного перемещения лазерного пучка и стекла, а ось OZ – с нормалью к поверхности стекла. Момент времени $t=0$ соответствует прохождению пучка через начало координат (рисунок 2). Так как лазерное излучение, применяемое для обработки стекла лежит в широком диапазоне длин волн (1,06; 5,5; 10,6 мкм), необходимо для ближней инфракрасной области спектра учесть объемное поглощение среды. Для стекол, обработка которых требует создания температуры, близкой к температуре стеклования будет оказывать существенное влияние конвективный теплообмен с окружающей средой. Таким образом, помимо объемного поглощения необходимо учитывать теплоотдачу с поверхности обработки.

Зададим общее распределение интенсивности температурного поля для движущегося эллиптического пучка с хладагентом в виде:

$$Q(r,t) = \gamma P_0 \exp \left\{ -\frac{(x-vt)^2}{A^2} - \frac{y^2}{B^2} - \gamma z \right\}, \quad (2)$$

где γ – коэффициент поглощения среды, P_0 – плотность мощности в центре пучка, A и B – полуоси эллиптического гауссова пучка; v – скорость движения лазерного пучка.

Решение уравнения (1) с правой частью определяемой (2) найдем, используя метод функции Грина. Функция Грина для полубесконечной среды с учетом теплоотдачи имеет вид[2]:

$$\begin{aligned} \sigma(r,r',t-t') = & \frac{a}{8\lambda(\pi a(t-t'))^{\frac{3}{2}}} \exp \left\{ -\frac{(y-y')^2 + (x-x')^2}{4a(t-t')} \right\} \left(\exp \left\{ -\frac{(z-z')^2}{4a(t-t')} \right\} + \right. \\ & \left. + \exp \left\{ -\frac{(z+z')^2}{4a(t-t')} - zh\sqrt{\pi a(t-t')} \right\} \operatorname{erfc} \left\{ \frac{z+z'}{2\sqrt{a(t-t')}} + h\sqrt{a(t-t')} \right\} \exp \left\{ h(z+z') + ah^2(t-t') \right\} \right), \quad (3) \end{aligned}$$

где $h = \frac{\alpha}{\lambda}$ – относительный коэффициент теплоотдачи; a – коэффициент теплоотдачи.

Тогда решение уравнения теплопроводности можно представить в виде:

$$T(r,t) = \int dt' d^3r' \sigma(r,t;r',t') Q(r;t') \quad (4)$$

$$T(r,t) = \frac{P_0 \gamma a A B}{2\lambda} \int_0^t \frac{\exp \left\{ -\frac{(x-v(t-\tau))^2}{4a\tau + A^2} - \frac{y^2}{4a\tau + B^2} \right\}}{\sqrt{(4a\tau + A^2)(4a\tau + B^2)}} f(z,\tau), \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned}
f(z, \tau) = & \exp\{\gamma^2 a \tau - \gamma z\} \operatorname{erfc}\left(\gamma \sqrt{Q \tau} - \frac{z}{2\sqrt{a \tau}}\right) + \\
& + \frac{\gamma + h}{\gamma - h} \exp\{\gamma^2 a \tau + \gamma z\} \operatorname{erfc}\left(\gamma \sqrt{a \tau} + z/2 \cdot \sqrt{a \tau}\right) - \\
& - \frac{2h}{\gamma - h} \exp\{hz + h^2 a \tau\} \operatorname{erfc}\left(z/2\sqrt{a \tau} + h\sqrt{a \tau}\right),
\end{aligned} \quad (6)$$

где $\operatorname{erfc}(\rho) = 1 - \operatorname{erf}(\rho)$, $\operatorname{erf}(\rho) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\rho e^{-u^2} du$ – интеграл вероятности, ρ – предел интегрирования.

Выражение, определяемое (5), позволяет провести полный анализ температурного режима для конкретных технологических процессов. Отметим, что в частных случаях поверхностного поглощения и пренебрежения теплоотдачи с поверхности данное решение переходит в решения, полученные в работах [3-6]

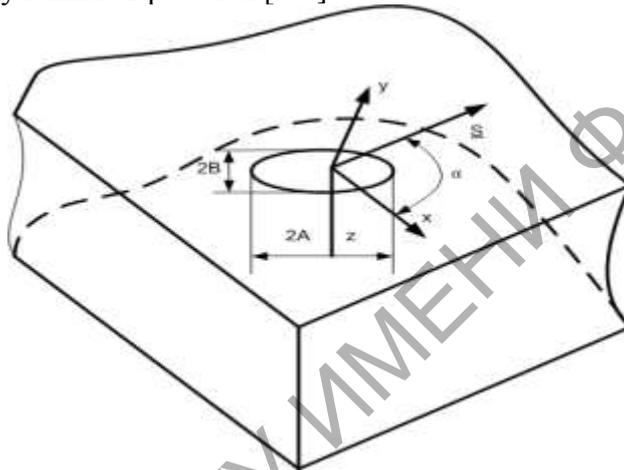


Рисунок 3 – Схема асимметричного нагрева листового стекла лазерным эллиптическим пучком с размером $2A \times 2B$, в направлении \vec{S} со скоростью \vec{V} .

Нужно учесть, что разнообразие способов термораскалывания предполагает как осесимметричный нагрев поверхности стекла круглым и эллиптическим лазерными пучками, так и асимметричный нагрев с помощью пучков эллиптического сечения. Асимметричный нагрев выражается в нарушении симметрии фронта нагрева при ориентации осей эллипса под углом к направлению относительного перемещения пучка и стекла (рисунок 3). Для учета асимметрии нагрева считаем, что направление относительного перемещения и вектор скорости совпадают с осью OS, повернутой относительно оси OX на угол α . Смещение в направлении OS определяется декартовыми координатами следующим образом:

$$S^2 = x^2 + y^2; \quad x = S \cdot \cos(\alpha); \quad y = S \cdot \sin(\alpha) \quad (7)$$

Тогда с учетом асимметрии фронта нагрева температурное поле запишется в виде:

$$T(r, t) = \frac{P_0 \gamma a B}{2\lambda} \int_0^t \frac{d\tau \exp\left\{ -\frac{(S - V(t - \tau))^2 \cos^2 \alpha}{4a\tau + A^2} - \frac{(S - V(t - \tau))^2 \sin^2 \alpha}{4a\tau + B^2} \right\} f(z, \tau)}{\sqrt{(4a\tau + A^2)(4a\tau + B^2)}} \quad (8)$$

Работу в режимах TEM_{200} и вырожденного радиального колебания для эллиптического гауссова пучка опишем с помощью модельного распределения $Q(r, t)$ с нулевой интенсивностью в центре (рисунок 2б):

$$Q(r,t) = \gamma \frac{P_0}{\pi AB} \left[\frac{(x-vt)^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} \right] \exp \left\{ -\frac{(x-vt)^2}{A^2} - \frac{y^2}{B^2} \right\} \exp \{-\gamma z\} \quad (9)$$

Решение уравнения (1) с правой частью определяемой (9) получим методом функции Грина с учетом (3). Интегрирование дает выражение для поля температур:

$$T(r,t) = \frac{2P_0 a^2 \gamma}{\lambda \pi} \int_0^t \frac{d\tau \cdot \tau}{\sqrt{(4a\tau + A^2)(4a\tau + B^2)}} \exp \left\{ -\frac{(x-v(t-\tau))^2}{A^2 + 4a\tau} - \frac{y^2}{4a\tau + B^2} \right\} \times \left[\frac{1}{4a\tau + B^2} \left(\frac{B^2 y^2}{2a\tau(4a\tau + B^2)} + 1 \right) + \frac{1}{4a\tau + A^2} \left(\frac{(x-v(t-\tau))^2 A^2}{2a\tau(4a\tau + A^2)} + 1 \right) \right] f(z, \tau) \quad (10)$$

где $f(z, \tau) = \exp \left\{ -z^2 / (4a\tau) \right\} / \sqrt{\tau} - \sqrt{\pi a h} \cdot \exp \{ h(z + h4a\tau) \} \operatorname{erfc} (z / \sqrt{4a\tau} + h\sqrt{a\tau})$ (11)

Аналогично описанной выше методике найдем выражение для поля температур, вызываемого движущимся эллиптическим гауссовым пучком с нулевой интенсивностью в центре для случая асимметричного нагрева:

$$T(r,t) = \frac{2P_0 a^2 \gamma}{\lambda \pi} \int_0^t \frac{d\tau \cdot \tau}{\sqrt{(4a\tau + A^2)(4a\tau + B^2)}} \exp \left\{ -\frac{(s-v(t-\tau))^2 \cos^2 \alpha}{(4a\tau + A^2)} + \frac{(s-v(t-\tau))^2 \sin^2 \alpha}{4a\tau + B^2} \right\} \times \left[\frac{1}{4a\tau + B^2} \left(-\frac{B^2 (s-v(t-\tau))^2 \sin^2 \alpha}{\alpha a\tau(4a\tau + B^2)} + 1 \right) + \frac{1}{4a\tau + A^2} \left(\frac{(s-v(t-\tau))^2 \cos^2 \alpha}{(4a\tau + A^2) 2a\tau} + 1 \right) \right] f(z, \tau) \quad (12)$$

Таким образом, получены наиболее общие решения неоднородного уравнения теплопроводности в линейной постановке задачи с учетом объемного поглощения, теплоотдачи с поверхности и асимметрии теплового потока. Они позволяют исследовать распределение температурных полей для всех возможных вариантов осуществления процесса управляемого термораскалывания стекла движущимися эллиптическими пучками с гауссовым распределением интенсивности. Так, например, можно легко осуществить переход к задачам, в постановке которых пренебрегаем теплоотдачей ($h \neq 0$).

Случай поверхностного поглощения получим, осуществив предельный переход в приведенных формулах при устремлении γ к бесконечности.

Однако знание распределения температурных полей не всегда достаточно для выявления физики процесса термораскалывания. В ряде случаев необходимо рассмотреть напряженное состояние с позиций классической теории термоупругости. Принимая во внимание гипотезу Дюамеля, анализ неустановившихся температурных напряжений можно осуществить с помощью квазистатического подхода. Это означает, что установление напряженного состояния происходит значительно быстрее, чем теплового равновесия. Такой подход предполагает решение несвязной задачи термоупругости, которая включает задачу теплопроводности и задачу о нахождении напряжений при заданных температурных полях. Движение лазерного пучка в направлении оси OX будем моделировать следующим распределением интенсивности:

$$Q(y, z, t) = P_0 \exp \left\{ -\frac{(2A-Vt)^2}{A^2} - \frac{y^2}{B^2} \right\} \delta(z), \quad (13)$$

где $P_0 = P / (\pi AB)$ – плотность мощности эллиптического пучка. Распределение (13) записано с учетом поверхностного поглощения излучения CO₂-лазеров многокомпонентными силикатными стеклами. Оно достаточно точно имитирует трехмерную ситуацию для наблюдателя в плоскости $x = \text{const} = 2A$, описывая изменение интенсивности излучения в этой плоскости для различных моментов времени. Решение двумерного уравнения теплопроводности с учетом теплоотдачи с поверхности будет иметь вид:

$$T(y, z, t) = \frac{P_0 AB \sqrt{a}}{\lambda \sqrt{\pi}} \int_0^t d\tau \exp \left\{ -\frac{(A - V(t - \tau))^2}{A^2} - \frac{y^2}{4a\pi + B^2} \right\} f(z, \tau) \quad (14)$$

Решение (14) используем для описания плоского деформированного состояния, которое характеризуется вектором перемещений $U_i = (0, U_y, U_x)$. Согласно квазистатической теории термоупругости, связь между компонентами U_j и температурой описывается уравнением [7-10]:

$$\Delta U_i = \frac{(1 + \nu) \alpha_T}{1 - \nu} \frac{\partial T}{\partial i}, \quad (15)$$

где $i = y, z$; ν -коэффициент Пуассона; α_T -коэффициент температурного расширения; Δ -двумерный оператор Лапласа.

Учитывая связь между перемещениями и термоупругим потенциалом перемещений:

$$U_i = \frac{\partial \Phi}{\partial i}, \quad (16)$$

перепишем уравнение (15) в виде:

$$\frac{\partial(\Delta \Phi)}{\partial i} = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_T \frac{\partial T}{\partial i}, \quad (17)$$

откуда получим выражение для термоупругого потенциала $\Phi(y, z, t)$:

$$\Delta \Phi = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_T T \quad (18)$$

Решение уравнения (15) найдем в виде суммы $U_i = U_i^* + U_i^{**}$ где U_i^* -частное решение неоднородного уравнения (15), U_i^{**} -общее решение однородного уравнения. Так как на поверхности тела отсутствует внешняя нагрузка, граничные условия запишутся в виде:

$$\sigma_{23} = \sigma_{33} = 0, \quad z = 0 \quad (19)$$

По уравнениям закона Гука находим напряжения, соответствующие термоупругому потенциалу [7,8]:

$$\sigma_{ik}^* = 2G \left\{ \delta^2 \Phi / (\delta_i \delta_k) - \Delta \Phi \delta_{ik} \right\} \quad (20)$$

Дифференцируя (18) по t и учитывая однородное уравнение теплопроводности, получаем:

$$\Delta \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} a \alpha_T \Delta T \quad (21)$$

Интегрирование выражения (21) приводит к зависимости:

$$\Phi(y, z, t) = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} a \alpha_T \int_0^t T dt + \Phi_0, \quad (22)$$

где $\Phi_0 = \Phi(t = 0)$ – потенциал перемещений, соответствующий начальной температуре $T_0(y, z)$. В нашем случае $\Phi_0 = 0$. Применяя преобразования Лапласа к (22) имеем:

$$\Phi_L = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \cdot \frac{a \alpha_T}{p} T_L, \quad (23)$$

где Φ_L, T_L – трансформанты Лапласа, P - параметр преобразований Лапласа. Для определения компонент напряжений найдем трансформанту Лапласа для температурного поля (13):

$$T_L(y, z, p) = \frac{P_0 \sqrt{a} B A}{2 \lambda A} \exp \left\{ \frac{A^2 P^2}{4V^2} - \frac{PA}{V} \right\} \operatorname{erfc} \left(\frac{PA}{2V} - 1 \right) \int_0^\infty \frac{\exp \left\{ -y^2 / (4a\tau + B^2) - p\tau \right\}}{\sqrt{4a\tau + B^2}} d\tau \quad (24)$$

Подставляя (24) в (23), находим трансформанты Лапласа напряжений (20). Окончательно для компонент тензора напряжений после обратных преобразований Лапласа [7] имеем следующие выражения для поля напряжений σ_{ik}^* : $\sigma_{11}^* = \sigma_{22}^* + \sigma_{33}^*$

$$\begin{aligned}\sigma_{22}^* &= -k \int_0^t d\tau \left[-\frac{hz}{2a\tau} - \frac{1}{2a\tau} + \frac{z^2}{(2a\tau)^2} + h^2 - Fh^2 \right] F_1 F_2 \\ \sigma_{23}^* &= -2k \int_0^t d\tau \beta y (-z/(2a\tau) + h - Fh) F_1 F_2 \\ \sigma_{33}^* &= -k \int_0^t d\tau (4\beta^2 y^2 - 2\beta) (1 - F) F_1 F_2\end{aligned}\tag{25}$$

$$\begin{aligned}F &= \sqrt{\pi a \tau} h \exp \left\{ hz - h^2 a \tau + z^2 / (4a\tau) \right\} \operatorname{erfc} \left(z / (2\sqrt{a\tau} + h\sqrt{a\tau}) \right) \\ F_1 &= \exp \left\{ -y^2 \beta - z^2 / (4a\tau) \right\} (\beta / \tau)^{\frac{1}{2}}; F_2 = \operatorname{erfc} (v(t - \tau) / A - 2) + \operatorname{erfc} (z) \\ \beta &= (4a\tau + B^2)^{-1}; K = \frac{1+v}{1-v} \alpha_T a P_0 \sqrt{a} ABG / (\lambda v)\end{aligned}$$

Для определения σ_{ik}^{**} соответствующих вектору смещения U_i^{**} , необходимо решить однородное уравнение (15) с граничными условиями, удовлетворяющими (19):

$$\sigma_{23}^{**} = -\sigma_{23}^*(y, 0), \quad \sigma_{33}^{**} = -\sigma_{33}^*(y, 0), \quad z = 0\tag{26}$$

В соответствии с хорошо изученным методом решения задач по определению термоупругих напряжений в полубесконечной среде, нагруженной на границе силами, зависящими только от одной координаты [7,10], найдем вторую составляющую тензора напряжений σ_{ik}^{**}

$$\begin{aligned}\sigma_{22}^{**} &= k \int_0^t d\tau F_2 \left\{ -z(F_+ - F_-) - 2(R_+ - R_-)F_3 + (N_+ + N_-)(1 - F_3 z) \right\} \\ \sigma_{23}^{**} &= ik \int_0^t d\tau F_2 \left\{ z(F_+ - F_-) + F_3 [R_+ - R_- - z(N_+ + N_-)] \right\} \\ \sigma_{33}^{**} &= k \int_0^t d\tau F_2 \left\{ z(F_+ - F_-) + (N_+ + N_-)(1 - F_3 z) \right\}\end{aligned}\tag{27}$$

$$R_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{\pi r}} \left(\sqrt{\pi} \beta^{3/2} (z \pm iy) e^{\beta(z \pm iy)^2} \operatorname{erfc} \left[\sqrt{\beta} (z \pm iy) \right] - \beta \right)$$

$$F_{\pm} = -\frac{4\beta^2}{\sqrt{\pi\tau}} \left\{ 1 + \beta(z \pm iy)^2 - \sqrt{\pi} \left[\frac{2}{3} \sqrt{\beta} (z \pm iy) + \beta^{3/2} (z \pm iy)^3 \right] \exp \left[(z \pm iy)^2 \beta \right] \operatorname{erfc} \left[\sqrt{\beta} (z \pm iy) \right] \right\}$$

$$N_{\pm} = (\beta^{3/2} / \sqrt{\pi\tau}) \left\{ 2\sqrt{\beta} (z \pm iy) - \sqrt{\pi} \left[1 + \beta 2(z \pm iy)^2 \right] \exp \left[(z \pm iy)^2 \beta \right] \operatorname{erfc} \left[\sqrt{\beta} (z \pm iy) \right] \right\}$$

Сумма напряжений $\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^* + \sigma_{ik}^{**}$ определяет напряженное состояние возникающее в изотропном полубесконечном пространстве при нагреве его поверхности движущимся эллиптическим лазерным пучком с гауссовым распределением интенсивности. Отметим, что в частных случаях поверхностного поглощения и пренебрежения теплоотдачи с поверхности данное решение переходит в решение, полученное в работах [11, 12]

В частности, по полученным формулам можно рассчитать распределение температурного поля при движении кругового гауссового лазерного пучка $r_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ при плотности мощности $P_0 = 5 \cdot 10^6$ Вт/м² по поверхности кварцевого стекла (рисунок 4).

В результате нагрева в стекле возникают сжимающие напряжения. В момент подачи хладагента происходит скачкообразное изменение знака и величины напряжений вследствие очень быстрого охлаждения локальной области стекла. На рисунке 4 показано распределение температурного поля в кварцевом стекле. Температура на поверхности достигает максимальных значений через определенный промежуток времени, на некотором расстоянии от лазерного пучка. По глубине стекла максимум температуры достигается в более поздние моменты времени (рисунок 4, кривая 5). После достижения максимальных значений температуры, происходит ее спад и постепенное выравнивание по глубине стекла. Следовательно, зона

охлаждения должна располагаться на расстоянии большем, чем расстояние от центра пучка до точки максимального нагрева стекла на поверхности. При уровне прочности составляющем $3 \cdot 10^{-7}$ Н/м² в кварцевом стекле будет развиваться микротрещина, глубина которой составит $1 \cdot 10^{-4}$ м. Экспериментальная проверка показывает некоторое завышение таких оценок. Неточность расчетных значений составляет 25-30%, что может быть связано, с одной стороны, модельным пренебрежением теплопереноса в направлении оси ОХ, совпадающей с направлением относительного перемещения лазерного пучка и стекла, и, с другой стороны, достаточно высокой нестабильностью мощности серийных СО₂-лазеров, достигающей 10%. Однако предлагаемая модель процесса позволяет производить вполне удовлетворительные, с инженерной точки зрения, оценки технологических параметров процесса термораскалывания.

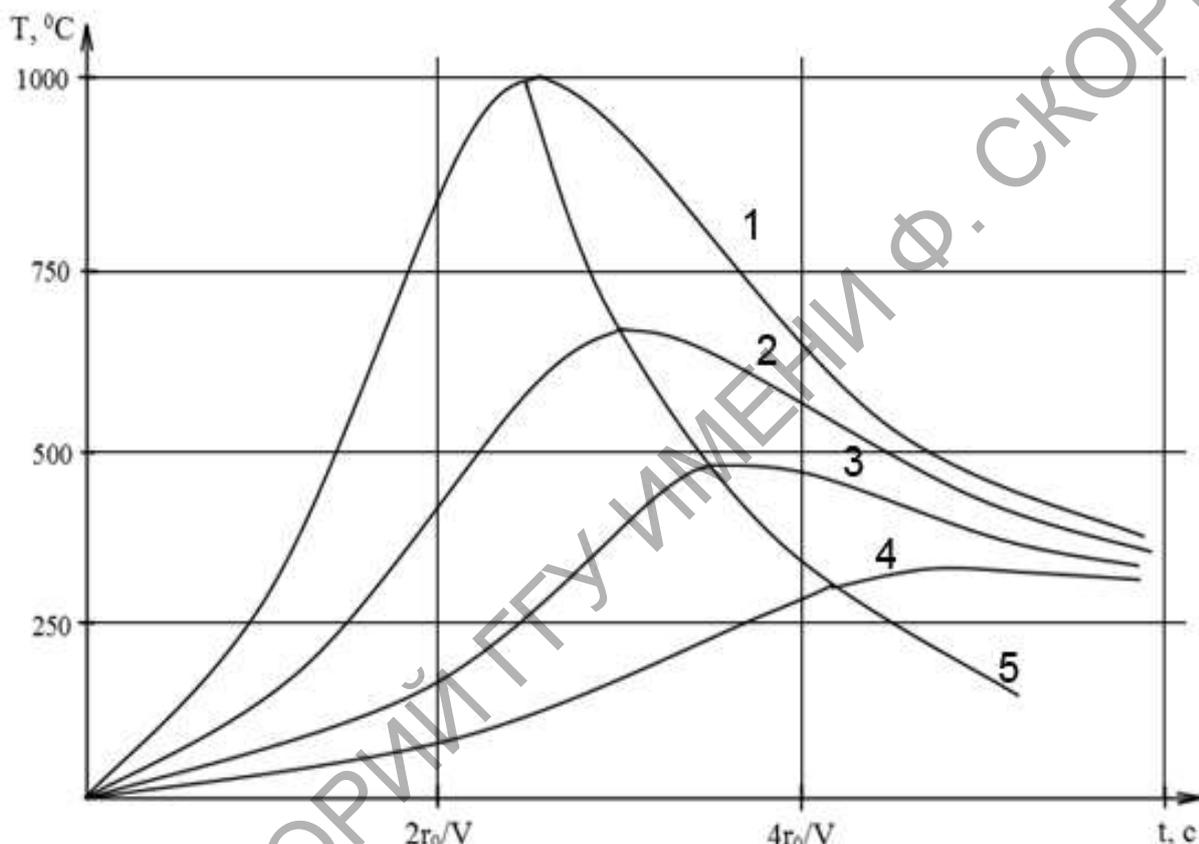


Рисунок 4 – Распределение температуры в кварцевом стекле для фиксированной точки поверхности в различные моменты времени от начала нагрева движущимся лазерным пучком: 1- $Z=0$, 2 – $Z=1 \cdot 10^{-4}$ м, 3 – $Z=2 \cdot 10^{-4}$ м, 4 – $Z=3 \cdot 10^{-4}$ м.

С помощью полученных результатов можно осуществить комбинированное лазерное термораскалывание. Разработан новый метод комбинированного термораскалывания стекла для образования скругленных кромок. В основу положен способ параллельного термораскалывания стекла. Сущность метода заключается в том, что при нагреве стекла лазерным пучком, ориентированным под углом к направлению относительного перемещения (случай асимметричного нагрева) в стекле образуется наклонная трещина, скругленные кромки которой направлены к нагреваемой поверхности и в объем стекла. Скругленная кромка наклонной трещины, находящаяся на расстоянии Δh_0 от поверхности нагрева, может быть ориентирована как вглубь стекла, так и к его поверхности. Установлено, что при углах поворота от 0 до 50 градусов она направлена от поверхности вглубь стекла, причем угол наклона трещины изменяется незначительно и лежит в пределах от 0 до 4 градусов. Направление расположения краевой трещины на глубине h_0 стабильно. Она всегда ориентирована от поверхности нагрева вглубь стекла. Изменить направление ее расположения можно, применив лазерные

пучки специальной геометрии. Например, это могут быть два эллиптических пучка, направленных под острым углом друг к другу. Таким образом, используя асимметричный нагрев можно добиться заданной геометрии скругленных кромок. Для завершения процесса необходимо нагреть поверхность стекла до выкалывания трещины. Пояснить образование наклонной трещины со скругленными кромками в объеме стекла можно, используя численные расчеты полученных выражений для тепловых полей при асимметричном лазерном нагреве движущимся эллиптическим пучком с гауссовым распределением интенсивности

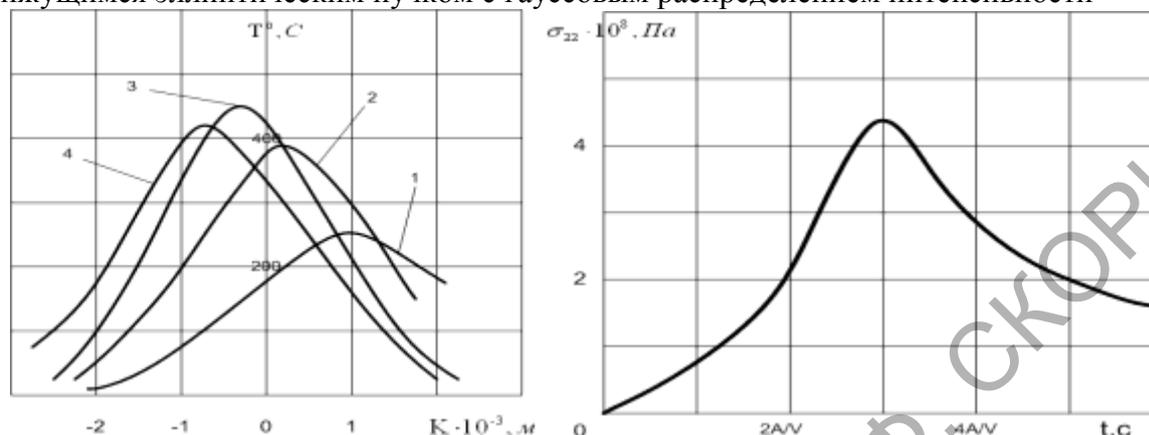


Рисунок 5 – Изменение температурного поля в стекле для пучка размером $A=0,7 \cdot 10^{-3}$ м и $B=4,5 \cdot 10^{-3}$ м, повернутого относительно направления перемещения на угол 45° (а) ; зависимость нормальных напряжений от времени (б)

На рисунке 5 приведены результаты таких расчетов для конкретного набора технологических параметров. Температурное поле построено в плоскости, перпендикулярной к направлению перемещения лазерного пучка. Кривым 1-4 соответствует распределение температуры, вызываемое при нагреве стекла участками интенсивности излучения, определяемыми расстоянием k (где $k=0,5; 1,0; 1,5; 2,0$) от начала лазерного пучка. Как следует из приведенной зависимости, значение температуры возрастает по мере движения лазерного пучка и максимум смещен относительно осевой линии нагрева. Такой характер изменения температурного поля определяет развитие трещины в объеме стекла, которое по мере увеличения температуры и смещения ее максимального значения принимает наклонное положение по отношению к поверхности нагрева. Рассмотренный процесс используется для получения непосредственно скругленных кромок на изделиях остекления и в сочетании с другими видами термораскалывания стекла.

Результатом работы стала универсальная модель процесса лазерного управляемого термораскалывания стекла, позволившая проанализировать влияние различных факторов, в том числе временную и пространственную асимметрию теплового лучистого потока по отношению к траектории перемещения, на распределение термоупругих полей в листовом стекле.

Abstract. Mathematical modeling of processes of controlled laser thermo-splitting of flat glass is considered in the paper. The problem of determining temperature fields excited by moving Gauss light beam in a semi-infinite solid body under the condition of symmetric heating of the trajectory of thermo-splitting is solved in the linear statement with the use of the method of Green function. The obtained solutions allow investigating the distribution of temperature fields and pressures for all possible variants of the realization of the process of controlled thermo-splitting of glass.

Литература

1. В.С. Кондратенко, А.С. Танасейчук, Е.Б. Шершнев. Новые эффективные способы лазерной обработки листового стекла// Электрон. техн. Сер. II. Лазерн. техн. и оптоэлектрон. -1986-№4(40). – С. 38-45

2. Г. Карслоу, Д. Егер Д. Теплопроводность твердых тел. –М.: Наука, 1964. – 487 с.
3. Nissim, Y. I. Temperature distributions produced in semiconductors by a scanning elliptical or circular cw laser beam / Nissim Y. I. [et. al] // J. Appl. Phys. – 1980. – V. 51, №1. – P. 274 – 279.
4. Кондратенко, В. С.; Сердюков, А. Н. Расчет температурных полей при лазерном управляемом термораскалывании / В. С. Кондратенко, А. Н. Сердюков // Электронная техника. Серия II. Лазерная техника и оптоэлектроника. – 1984. – № 5(31). – С. 62 – 66.
5. Sanders, D. J. Temperature distributions produced by scanning Gaussian laser beams / D. J. Sanders // Applied optics. – 1984. – Vol. 23, № 1. – P. 30 – 35.
6. Кондратенко В. С. Лазерный нагрев материалов при термораскалывании с учетом теплоотдачи / В. С. Кондратенко, А. Н. Сердюков, С. В. Шалупаев // Электронная техника. Сер. II. Лазерная техника и оптоэлектроника. –1987. – № 1(41). – С. 7 – 10.
7. Г. Паркус. Неустановившиеся температурные напряжения. – М.: Физматгиз, 1963. – 252 с.
8. Б. Боли, Дж. Уэйнер. Теория температурных напряжений. –М.: Мир, 1964. – 517 с.
9. Л.Д. Коваленко. Основы термоупругости. Киев: Наукова думка, 1970. – 307 с.
10. В. Новацкий. Теория упругости. –М.: Мир, 1975. -872 с.
11. Емельянов В.А., Зайцев В.А., Шалупаев С.В., Шершнева Е.Б. Динамика формирования полей температурных напряжений в процессе лазерного управляемого термораскалывания //Лазерные новости, 1995. – Вып.4. с.16.
12. Емельянов, В.А., Зайцев, В.А., Шалупаев, С.В., Шершнева, Е.Б. Лазерное параллельное термораскалывание хрупких неметаллических материалов //Лазерные новости, 1996. – Вып. 3. – с.39.

Гомельский государственный
университет им. Ф. Скорины

Поступило 15.10.08