

Механическое разрушение прозрачных твердых тел лазерными импульсами разной длительности

М.Ф.Колдунов*, А.А.Маненков**, И.Л.Покотило*

Рассмотрено механическое разрушение прозрачных твердых тел при локальном лазерном нагреве. Обоснована применимость уравнений термоупругости к анализу механической стадии лазерного разрушения как для коротких, так и для сверхкоротких импульсов. Получены критерии разрушения по механизму образования трещины. На основе этих критериев выяснены условия перехода от образования трещины к генерации дефектов и абляции. Анализ применим как для собственного (ударная и многофотонная ионизация), так и для связанного с включениями механизма поглощения энергии лазерного излучения.

Ключевые слова: лазерное разрушение, механическое повреждение, образование трещины, абляция, образование дефектов.

1. Введение

В настоящее время ведутся активные исследования взаимодействия мощных сверхкоротких лазерных импульсов с прозрачными твердыми телами [1–4]. Интерес к этой области исследований обусловлен особенностями такого взаимодействия: при уменьшении длительности импульса характер повреждения прозрачного твердого тела изменяется. В области импульсов большой длительности (наносекундный диапазон) наблюдается разрушение с образованием трещины, тогда как в области сверхкоротких импульсов (фемтосекундный диапазон) – разрушение вследствие абляции. Длительность импульса, при которой происходит изменение характера повреждения, составляет несколько пикосекунд.

В связи с изменением характера повреждения в ряде работ было высказано предположение о принципиальном изменении механизма нерезонансного взаимодействия лазерных импульсов с прозрачными твердыми телами при переходе в область сверхмалых длительностей. В частности, отмечалась необходимость учета ширины спектра сверхкороткого импульса и ряда других особенностей. По мнению авторов [1–4], в области импульсов наносекундного диапазона разрушение определяется поглощением на инородных включениях, т. е. несобственным механизмом поглощения излучения, тогда как при воздействии импульсов фемтосекундной длительности – собственным механизмом поглощения (ударной и многофотонной ионизацией).

Разделение механизмов лазерного разрушения на собственные и несобственные основано на различии механизмов поглощения энергии лазерного излучения. Однако нет оснований полагать, что завершающая стадия разрушения – формирование повреждения – определя-

ется механизмом поглощения энергии. Более естественной представляется точка зрения, высказанная в [5], согласно которой характер повреждения определяется поглощенной за время действия лазерного импульса энергией, размерами области взаимодействия и отводом тепла из этой области и не зависит от механизма поглощения излучения. Сформулированный в [5] критерий механического разрушения при поглощении лазерного излучения включениями допускает естественное обобщение на случай собственных механизмов поглощения излучения. Иными словами, изменение характера разрушения при уменьшении длительности лазерного импульса не может указывать на изменение механизма поглощения энергии излучения.

Цель настоящей работы – проанализировать процессы механического разрушения прозрачных твердых тел под действием лазерного излучения разной длительности и выявить их особенности при переходе от коротких (наносекундных) к сверхкоротким (фемтосекундным) импульсам.

2. Физическая постановка задачи и основные уравнения термоупругого разрушения

Характерные времена процессов, важных в задаче о механическом разрушении прозрачных твердых тел в результате локального поглощения лазерного излучения, для электрон-фононной релаксации (τ_{epH}), установления термоупругих напряжений в области локального нагрева размером ~ 1 мкм (τ_s) и раскрытия трещины (τ_{fr}) по порядку величины составляют 10^{-12} , 10^{-9} и 10^{-8} с соответственно. Сопоставление этих времен показывает, что наиболее медленным является процесс раскрытия трещины. При воздействии сверхкоротких импульсов можно выделить три последовательных этапа формирования повреждения: поглощение энергии и формирование неравновесного электронного состояния за время действия лазерного импульса, релаксация неравновесного состояния к локальному термодинамическому равновесию и развитие механического разрушения.

*НПО «Оптроника», Россия, 141700 Долгопрудный, Московская обл., а/я 3

**Институт общей физики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Существенно, что во время протекания первых двух этапов механическое разрушение реализоваться не успевает. В области импульсов сверхмалой длительности энергия излучения поглощается электронной подсистемой в течение действия лазерного импульса, а нагрев матрицы и ее разрушение происходят после его прохождения через область взаимодействия. Для возникновения разрушения, естественно, необходимо, чтобы за время воздействия лазерного импульса электронная подсистема поглотила достаточно энергии для последующего нагрева решетки твердого тела (при электрон-фононной релаксации) до температуры, превышение которой вызывает механическое разрушение.

В рассмотренной выше схеме процесс механического разрушения не зависит от механизма поглощения энергии, поэтому изменение морфологии разрушения не позволяет сделать заключение относительно механизма поглощения лазерного излучения. Эта схема означает, что в области как длинных, так и сверхкоротких импульсов анализ процесса механического разрушения может быть выполнен на основе системы уравнений термоупругости. Иными словами, если интересоваться характером повреждения твердого тела при воздействии лазерного излучения, можно рассматривать лишь последнюю (механическую) стадию процесса вне зависимости от механизма поглощения лазерного излучения прозрачным твердым телом (ударная ионизация, многофотонное поглощение или поглощающие включения).

При исследовании условий возникновения трещины в прозрачном твердом теле вследствие локального лазерного нагрева будем полагать, что излучение поглощается в сферической области радиусом R , и пренебрежем динамическими эффектами.

Динамические эффекты, обусловленные инерцией, играют определяющую роль в процессе раскрытия трещины. Однако наша цель состоит не в анализе развития трещины, а в выяснении условий, при которых трещина будет формироваться. Для этого достаточно исследовать характер напряжений на стадии локального лазерного нагрева, предшествующей стадии раскрытия трещины. На этом этапе смещения атомов решетки и их скорости малы, так что анализ условий возникновения повреждения может быть выполнен в рамках системы уравнений квазистационарной теории термоупругости. Эта система уравнений для сферически-симметричной задачи имеет вид [6]

$$\rho c(1 + \vartheta) \frac{\partial \theta(r, t)}{\partial t} = \frac{\chi}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \theta(r, t)}{\partial r} \right) + B, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[r^{-2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_r) \right] = \alpha \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{\partial \theta(r, t)}{\partial t}, \quad (2)$$

где $\theta = T - T_0$ – превышение температуры в месте разрушения T над начальной температурой T_0 ; χ , ρ и c – соответственно коэффициент теплопроводности, плотность и теплоемкость твердого тела при постоянной деформации; B – плотность мощности тепловых источников; u_r – радиальная компонента вектора перемещений; α – коэффициент линейного расширения; ν – коэффициент Пуассона; $\vartheta = (T_0/9c_V)[(1 + \nu)(1 - \nu)]^2 \alpha^2 c_L^2$ – коэффициент связанности; c_V – теплоемкость при постоянном объеме; c_L – продольная скорость звука.

Поля деформаций ε_r и ε_ϕ при известном u_r рассчитываются согласно определениям

$$\varepsilon_r = \frac{du_r}{dr}, \quad \varepsilon_\phi = \frac{u_r}{r}, \quad (3)$$

а поля напряжения σ_r и σ_ϕ – из соотношений Дюамеля–Неймана

$$\varepsilon_r - \alpha T = \frac{1}{E} (\sigma_r - 2\nu\sigma_\phi), \quad (4)$$

$$\varepsilon_\phi - \alpha T = \frac{1}{E} [\sigma_\phi - \nu(\sigma_r - \sigma_\phi)]. \quad (5)$$

Для исследования условий возникновения трещины уравнения (1), (2) необходимо дополнить критерием механического разрушения. В общем случае этот критерий имеет вид [7]

$$f(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) = C(T, d\varepsilon/dt), \quad (6)$$

где σ_1 , σ_2 и σ_3 – главные напряжения; $d\varepsilon/dt$ – скорость деформации. Согласно соотношению (6) вид критерия разрушения существенно зависит от температуры в области разрушения T , а также от скорости деформации. Его адекватный выбор может быть сделан лишь после предварительного исследования термоупругого состояния прозрачного твердого тела в окрестности области локального нагрева.

3. Критерий образования механического повреждения

3.1. Поля напряжений и температур

Решение уравнения (2) при известном $\theta(r, t)$ может быть получено в общем виде [6]. Совместно с соотношениями (3)–(5) оно позволяет рассчитать поля деформаций и напряжений. В частности, для тангенциальной компоненты напряжений $\sigma_\phi(r, t)$, которой определяется разрушение, имеем

$$\sigma_\phi(r, t) = \frac{\alpha E}{1 - \nu r^3} \left[\int_0^r \theta(s, t) s^2 ds - r^3 \theta(r, t) \right]. \quad (7)$$

Согласно (7) при локальном нагреве прозрачного твердого тела в его окрестности формируется растягивающее напряжение, которое может привести к разрушению по механизму отрыва.

Для расчета явного вида $\sigma_\phi(r, t)$ представим, следуя [8], $\theta(r, t)$ в модельном виде:

$$\theta(r, t) = \theta(t) \left\{ \eta(R - r) + \frac{R}{r} \left[\frac{z(t) - r}{z(t) - R} \right]^2 \eta(r - R) \eta[z(t) - r] \right\}, \quad (8)$$

где $\theta(t)$ – температура в области поглощения энергии; $z(t)$ – глубина прогрева; $\eta(x) = 0$ при $x < 0$ и $\eta(x) = 1$ при $x \geq 0$. Подставляя (8) в (7) и выполняя интегрирование, получаем

$$\bar{\sigma}_\phi(\bar{r}, \delta) = \frac{1}{(1 + \bar{r})^3} \left\{ \frac{1}{3} + \frac{\delta(\delta + 1)}{3} - \frac{\delta^2}{4} - \left[\frac{(\delta + 1)(\delta - \bar{r})^3}{3\delta^2} - \frac{(\delta - \bar{r})^4}{4\delta^2} \right] \eta(\delta - \bar{r}) \right\} - \frac{1}{1 + \bar{r}} \frac{(\delta - \bar{r})^2}{\delta^2} \eta(\delta - \bar{r}), \quad (9)$$

где введены безразмерные переменные $\bar{r} = (r - R)/R$, $\delta(t) = [z(t) - R]/R$ и

$$\bar{\sigma}_\phi(\bar{r}, \delta) = \frac{\sigma_\phi(r, t)(1 - \nu)}{\alpha\theta(t)E}. \quad (10)$$

Кинетика температуры в области нагрева согласно (8) определяется зависимостью от времени $\theta(t)$ и $z(t)$ (или, что то же самое, $\delta(t)$ в (9)). Подставляя (8) в (1) и накладывая условия сохранения энергии, получаем уравнения

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{1}{\tau} \left(1 + \frac{2}{\delta}\right) \theta + \frac{B}{C}, \quad (11)$$

$$\frac{d(\theta\delta)}{dt} = \frac{2\theta}{\tau d}, \quad (12)$$

где $C = c\rho(1 + \vartheta)$; $\tau = c\rho R^2/\chi$. Решения (11), (12) с начальными условиями

$$\theta(0) = 0 \quad \text{и} \quad \delta(0) = 0 \quad (13)$$

определяют кинетику температуры в области поглощения лазерного излучения. Динамика изменения тангенциальной компоненты напряжения при известных $\theta(t)$ и $\delta(t)$ определяется соотношением (9).

Результаты расчета безразмерных величин $\bar{\sigma}_\phi(\bar{r}, \bar{t}) = [\theta(t)/T_0]\bar{\sigma}(\bar{r}, \delta)$ и $\bar{\theta}(\bar{r}, \bar{t}) = [\theta(r, t)/T_0]$ из соотношений (8), (9) и уравнений (11) и (12) представлены на рис.1. При вычислениях полагалось, что $B = \kappa I$, где κ – коэффициент поглощения излучения в области взаимодействия; I – интенсивность лазерного излучения.

Рис.1 демонстрирует существенные особенности изменения напряжения в окрестности области нагрева. Прежде всего видно, что $\max \sigma_\phi(r, t)$ всегда находится в «холодной» области прозрачного твердого тела. Согласно численным оценкам

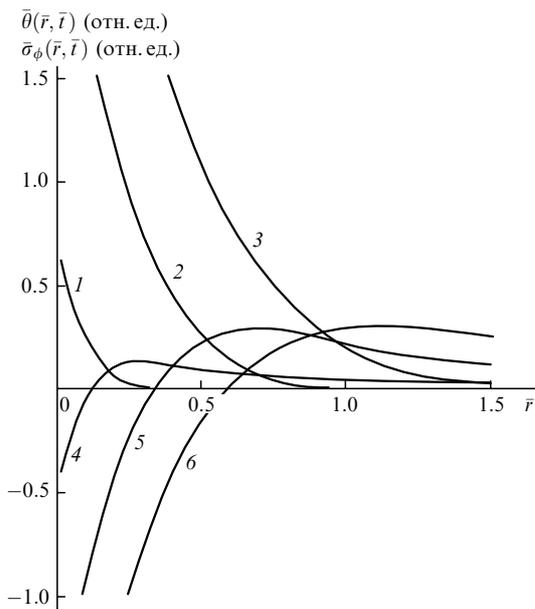


Рис.1. Зависимости температуры $\bar{\theta}(\bar{r}, \bar{t})$ (1–3) и тангенциальной компоненты напряжения $\bar{\sigma}_\phi(\bar{r}, \bar{t})$ (4–6) от расстояния \bar{r} до области нагрева в последовательные моменты времени $t = 0.075\tau$ (1, 4), 0.62τ (2, 5), 1.64τ (3, 6).

$$\theta_{\max\sigma}(t) \leq 0.02\theta(t). \quad (14)$$

Здесь $\theta_{\max\sigma}(t)$ – температура в точке, где $\sigma_\phi(r, t)$ максимально в данный момент времени. Существенно, что выполнение неравенства (14) не связано с принятым для $\theta(r, t)$ модельным видом (8). Его вариации показывают, что специфика поведения $\bar{\sigma}_\phi(\bar{r}, \bar{t})$ и $\bar{\theta}(\bar{r}, \bar{t})$, показанная на рис.1, остается неизменной, так же как и неравенство (14).

3.2. Критерий образования трещины

Согласно неравенству (14), температура в области формирования трещины невелика. Действительно, полагая для оценки $\theta(t) = 10^4$ К (такие температуры в области поглощения типичны для лазерного разрушения [9]), получим из (14), что в области максимума $\sigma_\phi(r, t)$ температура не превышает 500 К.

Поскольку, согласно рис.1, при локальном нагреве прозрачного твердого тела сильное растягивающее напряжение возникает в «холодной» области, то разрушение будет происходить по механизму отрыва. Адекватным критерием механического разрушения в этом случае будет [10] неравенство

$$\max_{r,t} \sigma_\phi(r, t) \geq \sigma_{th}, \quad (15)$$

где σ_{th} – предельное напряжение, превышение которого обуславливает образование трещины.

3.3. Критерий лазерного разрушения

Зависимость $\max \sigma_\phi(r, t)$, полученная численным расчетом, показана на рис.2. Согласно рис.2, максимальное напряжение возрастает в течение времени $t \leq 1.15\tau$, после чего монотонно убывает. Такое поведение напряжения естественно с физической точки зрения. Поскольку напряжение пропорционально градиенту температуры, то возрастание температуры на начальном этапе поглощения излучения обуславливает рост напряжения. При $t > 1.15\tau$ диффузия тепла в объем прозрачного тела умень-

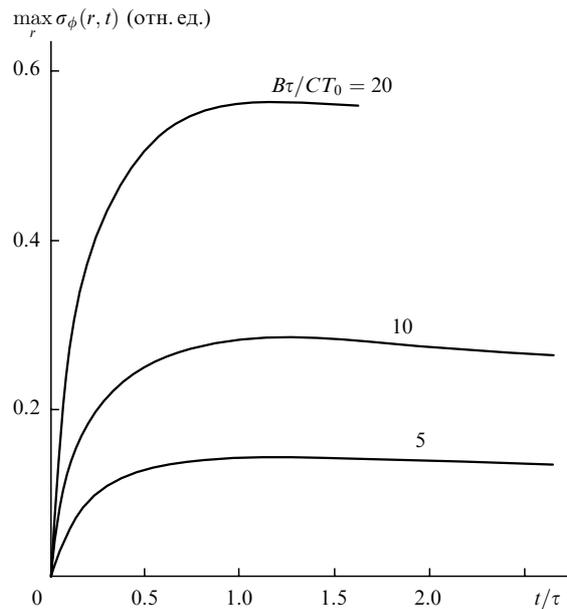


Рис.2. Зависимость максимального напряжения в окрестности области локального нагрева от времени при разной мощности выделения тепла $B\tau/CT_0$.

шает градиент температуры, а следовательно, и давление.

Принимая во внимание результаты численного расчета, представленные на рис. 2, а также соотношения (10) и (15), получаем критерии лазерного разрушения по механизму образования трещины:

$$\theta \geq \theta_{cr}, \quad \theta_{cr} = \frac{\sigma_{th}(1 - \nu)}{E\alpha}, \quad (16)$$

$$\frac{d\theta}{dt} \geq 0.9 \frac{\theta_{cr}}{\tau}. \quad (17)$$

Неравенство (17) означает, что при медленном нагреве напряжение не достигает предела прочности и, следовательно, трещина не возникает.

4. Формирование трещины

Если в процессе локального нагрева $\sigma_\phi(r, t)$ достигнет порога σ_{th} , то, согласно (15), в прозрачном твердом теле в некоторой окрестности области нагрева появится трещина. Ее границы обозначим как r_1 и r_2 ($r_1 < r_2$), или, в безразмерных переменных, \bar{r}_1 и \bar{r}_2 . В пределах области трещины ($r_1 \leq r \leq r_2$) тангенциальная компонента тензора напряжений обращается в нуль: $\sigma_\phi(\bar{r}, t) = 0$. Уравнение (2) несовместимо с этим требованием и не позволяет рассчитывать термоупругое состояние в области трещины, однако оно по-прежнему применимо вне области $r_1 \leq r \leq r_2$.

Термоупругое состояние в области трещины можно рассчитать, воспользовавшись уравнением термоупругости в напряжениях. Эта система уравнений позволяет просто в явном виде учесть требование $\sigma_\phi(\bar{r}, t) = 0$. Для сферически-симметричной задачи уравнение термоупругости в напряжениях, определяющее радиальную компоненту тензора напряжений $\sigma_r(r, t)$, имеет вид [6]

$$\frac{d\bar{\sigma}_r}{d\bar{r}} + \frac{2}{\bar{r}}\bar{\sigma}_r = 0. \quad (18)$$

В (18) учтено, что в области трещины $\bar{\sigma}_\phi = 0$, а безразмерное напряжение определено аналогично (10):

$$\bar{\sigma}_r(\bar{r}, t) = \frac{\sigma_r(r, t)(1 - \nu)}{\alpha\theta(t)E}. \quad (19)$$

Решение уравнения (18) имеет вид

$$\bar{\sigma}_r = \frac{C_1}{(1 + \bar{r})^2}. \quad (20)$$

Используя определение ε_r (см. (3)), а также соотношение (4), получим уравнение, определяющее вектор перемещений в области $r_1 \leq r \leq r_2$. Введя безразмерные величины

$$\bar{u}_r = \frac{u_r(1 - \nu)}{R\alpha\theta(t)}, \quad \bar{C}_1 = \frac{C_1(1 - \nu)}{R^2\alpha\theta(t)}, \quad (21)$$

запишем его в виде

$$\frac{d\bar{u}_r}{d\bar{r}} = -\frac{\bar{C}_1}{(1 + \bar{r})^2} + (1 - \nu)\bar{\theta}. \quad (22)$$

Решение (22) имеет вид

$$\bar{u}_r = -\frac{\bar{C}_1}{1 + \bar{r}} + (1 - \nu) \int_{\bar{r}_1}^{\bar{r}} \bar{\theta}(s, t) ds + C_2. \quad (23)$$

Вне области трещины решения уравнения (2) имеют следующий вид:

$$\bar{u}_r(\bar{r}, t) = \frac{1 + \nu}{(1 + \bar{r})^2} \int_{-1}^{\bar{r}} \bar{\theta}(s, t)(1 + s)^2 ds + A(1 + \bar{r})$$

при $-1 < \bar{r} \leq \bar{r}_1$, (24)

$$\bar{u}_r(\bar{r}, t) = \frac{1 + \nu}{(1 + \bar{r})^2} \int_{\bar{r}_2}^{\bar{r}} \bar{\theta}(s, t)(1 + s)^2 ds + \frac{B}{(1 + \bar{r})^2}$$

при $\bar{r}_2 \leq \bar{r}$. (25)

Соотношения (23)–(25) позволяют определить поля деформаций и напряжений во всей области прозрачного твердого тела при наличии трещины. Они содержат четыре постоянные интегрирования A, B, C_1 и C_2 и неизвестные границы области разрушения \bar{r}_1 и \bar{r}_2 . Эти константы находятся из требования непрерывности $\bar{\sigma}_r$ и \bar{u}_r , а также из выполнения равенств $\bar{\sigma}_\phi = \bar{\sigma}_{th}$ при $\bar{r} = \bar{r}_1$ и $\bar{r} = \bar{r}_2$. Исключим A, B, C_1 и C_2 из (23)–(25) и, используя эти условия, получим систему уравнений, определяющую границы области разрушения:

$$\frac{3}{(1 + \bar{r}_1)^3} \int_{-1}^{\bar{r}_1} \bar{\theta}(1 + s)^2 ds = [\sigma_{th} + \bar{\theta}(\bar{r}_1)] + [\sigma_{th} + \bar{\theta}(\bar{r}_2)] \left(\frac{1 + \bar{r}_2}{1 + \bar{r}_1} \right)^2, \quad (26)$$

$$\frac{3}{(1 + \bar{r}_1)^2} \int_{-1}^{\bar{r}_1} \bar{\theta}(1 + s)^2 ds = [\sigma_{th} + \bar{\theta}(\bar{r}_2)](1 + \bar{r}_2) \times \left[\frac{1}{2} - 2 \left(\frac{1 + \bar{r}_2}{1 + \bar{r}_1} \right) \right] + \int_{\bar{r}_1}^{\bar{r}_2} \bar{\theta} ds = 0. \quad (27)$$

Существенно, что система уравнений (26), (27) допускает существование трещины только конечного размера. Трещина минимально возможной длины возникает при точном равенстве максимального напряжения в области локального нагрева критическому напряжению σ_{th} . В этих условиях в момент разрушения $\theta(t) = \theta_{cr}$ и, как показывает численный анализ системы (26), (27), размер трещины $r_2 - r_1 \simeq 1.59R$.

Согласно теории механического разрушения [10], трещина характеризуется энергией

$$E_m = 2\pi(r_2^2 - r_1^2)\gamma \simeq 39R^2\gamma, \quad (28)$$

где γ – плотность поверхностной энергии. Для формирования разрушения необходимо, чтобы механическая энергия, запасенная в поле деформации, превышала энергию, определенную соотношением (28). Это означает, что для реализации лазерного разрушения прозрачного твердого тела по механизму образования трещины необходимо

$$k\vartheta E_p \geq E_m, \quad (29)$$

где E_p – энергия лазерного импульса; k – фактор, определяющий долю поглощенной энергии. Кроме того, как следует из теории лазерного разрушения [11], интенсивность излучения должна превышать пороговую интенсивность I_{th} :

$$I \geq I_{th}. \quad (30)$$

В области импульсов большой длительности выполнение условия (30) влечет за собой выполнение требования (29), т. е. поглощенной энергии достаточно для образования трещины. С уменьшением длительности импульса (при постоянной интенсивности лазерного излучения) поглощаемая энергия уменьшается и, как следует из соотношения (29), в области

$$\tau_p < 39R^2\gamma/k\vartheta W_p \equiv \tau_p^* \quad (31)$$

(где W_p – мощность лазерного излучения в импульсе) образование трещины будет невозможно.

Ясно, что увеличение интенсивности падающего излучения (при неизменной длительности импульса) опять должно приводить к возникновению трещин. Однако для реализации этого процесса необходимо поглощение дополнительной энергии на первой стадии процесса разрушения (при формировании сильно неравновесного состояния), что может оказаться невозможным, например, вследствие экранировки излучения образующейся плазмой, самофокусировки или другого нелинейного процесса. Формально это означает, что величина k в (29) уменьшается с ростом интенсивности лазерного излучения, т. е. имеет место насыщение.

5. Обсуждение

Результаты, полученные в данной работе, показывают, что механическое разрушение протекает одинаково как при собственном механизме поглощения энергии лазерного импульса, так и при поглощении, обусловленном включениями. Нечувствительность механического разрушения к механизму поглощения энергии связана с медленностью формирования повреждения. В области коротких импульсов ($\tau_p \leq 10^{-8}$ с) трещина формируется после завершения лазерного импульса. Изменение характера повреждения при уменьшении длительности лазерного импульса связано с энергетическими ограничениями при формировании трещины.

Возможные особенности взаимодействия лазерного излучения с веществом и их влияние на процесс разрушения могут быть связаны только со стадией поглощения энергии лазерного излучения. Здесь прежде всего следует отметить экранировку излучения сформировавшейся при взаимодействии плазмой. Этим эффектом, по-видимому, объясняется рост «порога» разрушения поверхности кварца в области импульсов фемтосекундной длительности, обнаруженный в работе [2]. Несомненно, что нерезонансное взаимодействие лазерного излучения с прозрачным твердым телом может иметь и более фундаментальные изменения в области импульсов сверхмалой длительности. Это связано прежде всего со значительно большей ролью нелинейных эффектов при интенсивно-

сти лазерного излучения, близкой к пороговой, а также с шириной спектра фемтосекундного импульса.

Величина $\tau \sim 10^{-7}$ с, так что в области импульсов $\tau_p \ll \tau$, анализу которой посвящена данная работа, неравенство (17) всегда выполняется. Это ограничение (неравенство (17)) играет важную роль при разрушении прозрачных твердых тел импульсами большой длительности. В случае невыполнения условия (17) трещины в области локального нагрева не возникает, несмотря на температуру выше θ_{cr} . Это означает, по-видимому, что в результате воздействия излучения на прозрачное твердое тело в нем будет возникать проплавление. Однако эта задача требует специального исследования.

Представляет интерес получить численную оценку τ_p^* для условий эксперимента в работах [1]. Согласно [1], при разрушении плавленого кварца образование трещины наблюдается вплоть до длительностей импульсов 20 пс. Величина τ_p^* рассчитывается согласно (31). В случае разрушения, обусловленного фотоионизационным тепловым взрывом поглощающего включения, размер области разрушения $R \sim \mu^{-1} \sim 3 \times 10^{-6}$ м (где μ – коэффициент поглощения УФ излучения на границе области прозрачности исследуемого материала) [11]. Поверхностную энергию, согласно [10], положим равной $Ea/100$ (где a – величина порядка межатомного расстояния). Для плавленого кварца $E = 6 \times 10^{10}$ Н/м² [12], а параметр $a \approx 4 \times 10^{-10}$ м. Согласно [1], при длительности импульса 10 пс плотность пороговой энергии лазерного излучения составляет 5 Дж/см² при диаметре фокального пятна 5×10^{-4} м, что дает $W_p = 10^9$ Вт. С учетом численных значений материальных констант для кварца [13] коэффициент связанности $\vartheta \approx 5 \times 10^{-5}$. Наконец, долю поглощенной энергии k будем считать равной $(R/R_0)^2 \sim 3.4 \times 10^{-5}$ (где R_0 – радиус сечения лазерного пучка). Подставив приведенные численные значения в (31), получим оценку $\tau_p \approx 50$ пс, что хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [1].

В области длительностей лазерных импульсов, где выполнено условие (30), но не выполнено условие (29), образование трещины невозможно. В этом случае поглощенная энергия будет приводить к образованию дефектов (типа F -центров) в объеме прозрачного твердого тела или к процессу абляции при облучении поверхности. При многократном облучении будет происходить накопление в материале необратимых изменений такого рода.

6. Заключение

Таким образом, развитая выше теория дает качественное объяснение наблюдаемого в области импульсов сверхмалой длительности перехода от образования трещин к абляции. Процесс формирования трещины при лазерном разрушении не зависит от механизма поглощения энергии излучения. В области импульсов большой длительности (наносекундный диапазон) разрушение в прозрачном твердом теле идет по механизму образования трещины вследствие локальных термоупругих напряжений, а в области импульсов сверхмалой длительности (фемтосекундный диапазон) повреждение твердого тела может осуществляться без образования трещины – путем абляции или возникновения дефектов.

Сформулированный критерий образования трещины при локальном лазерном нагреве и рассчитанные минимальные размеры трещины, а также минимальная энер-

гия, необходимая для ее появления, позволяют определить условия реализации этих типов лазерного повреждения прозрачных твердых тел. Развитая теория дает последовательное истолкование изменения морфологии разрушения – переход от образования трещин к абляции при уменьшении длительности импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-17229).

1. Stuart B.C., Feit M.D., Rubenchik A.M., Shore B.W., Perry M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2248 (1995).
2. Du D., Liu X., Korn G., Squier J., Mourou G. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3071 (1994).
3. Mann K., Pfeifer G., Reisse G. *Proc. SPIE*, **1848**, 415 (1992).
4. Lenzner M. *Intern. J. Mod. Phys. B*, **13**, 1559 (1999).
5. Колдунов М.Ф., Маненков А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 786 (1999).
6. Боли Б., Уэйнер Дж. *Теория термоупругих напряжений* (М.: Мир, 1964, с.517).
7. Кауш Г. *Разрушение полимеров* (М.: Мир, 1981, с.440).
8. Коздоба Л.А. *Методы решения нелинейных задач теплопроводности* (М.: Наука, 1975, с. 228).
9. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. *Труды ФИАН*, **101**, 31 (1978).
10. Хеллан К. *Введение в механику разрушения* (М.: Мир, 1988, с.364).
11. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **15**, 544 (1988).
12. Эберт Г. *Краткий справочник по физике* (М.: Физматгиз, 1963, с.552).
13. Григорьев И.С., Михайлов Е.З. (ред.) *Физические величины. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991, с.1232).