

Эффективность различных механизмов лазерного разрушения прозрачных твердых тел

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

Проведено сопоставление критериев лазерного разрушения прозрачных твердых тел для различных механизмов поглощения излучения. Показано, что наиболее эффективным механизмом лазерного разрушения в широком диапазоне длительностей импульсов (от милли- до фемтосекунд) является фотоионизационный тепловой взрыв поглощающих включений. Установлено, что в области импульсов большой длительности разрушение проходит стадию проплава. Выявлена принципиально важная особенность разрушения: для формирования трещины в прозрачном твердом теле необходимо, чтобы размер области поглощения превышал критический.

Ключевые слова: лазерное разрушение, критерий разрушения, механическое повреждение, образование трещины, поглощающее включение, абляция.

1. Введение

Разрушение прозрачных твердых тел может быть вызвано различными механизмами поглощения энергии лазерного излучения. Среди них отметим так называемые собственные механизмы, связанные со свойствами самой матрицы (ударная и многофотонная ионизация) и механизмы, обусловленные поглощающими включениями (термоупругий, тепловой взрыв, фотоионизационный) [1]. Реализация того или иного механизма разрушения зависит от большого числа факторов: чистоты исследуемых образцов, длины волны излучения, длительности лазерного импульса и др.

В области импульсов нано-пикосекундной длительности наиболее вероятным является механизм теплового взрыва (ТВ), обусловленного поглощающими включениями [2]. При переходе в фемтосекундную область длительностей наблюдается существенное изменение морфологии разрушения [3–5]: процесс образования трещины, характерный для нано-пикосекундного диапазона, сменяется абляцией. Такое изменение характера повреждения послужило основанием для предположения об изменении механизма поглощения лазерного излучения, приводящего к разрушению, при переходе к импульсам субпикосекундной длительности. Авторы [3–5] полагают, что в нано-пикосекундной области разрушение обусловлено поглощающими включениями, тогда как в субпикосекундной области – собственными механизмами.

Эта точка зрения не имеет последовательного теоретического обоснования. Она основана исключительно на эвристических соображениях. В частности, нет последовательного истолкования зависимости порога разруше-

ния от длительности импульса. Вместе с тем последовательный анализ этой экспериментальной зависимости, выполненный в рамках механизма ТВ поглощающего включения, показал ее полное соответствие теории ТВ во всей исследованной области длительностей лазерных импульсов, включая фемтосекундный диапазон [2, 6].

Для выявления условий реализации какого-либо механизма лазерного разрушения и, следовательно, его доминирования при каких-либо условиях воздействия необходимо дать последовательную формулировку критериев реализации различных механизмов разрушения и выполнить сопоставление этих критериев. Этот вопрос важен как для выявления доминирующего механизма разрушения, так и для решения практической задачи – оценки предельной лазерной прочности прозрачных твердых тел при различных условиях воздействия излучения.

Цель данной работы – сопоставление эффективностей различных механизмов лазерного разрушения и выявление доминирующего механизма на основе последовательной формулировки критериев их реализации.

2. Критерии лазерного разрушения для различных механизмов

Предложенные к настоящему времени критерии лазерного разрушения можно разделить на два класса: критерии, базирующиеся на существовании критической концентрации электронов в зоне проводимости прозрачного твердого тела, и критерии, базирующиеся на существовании пороговой температуры решетки.

В первом случае предполагалось, что разрушение возникает, когда концентрация электронов в зоне проводимости прозрачного твердого тела достигает критической концентрации n_{cr} , достаточной для «сильного» поглощения лазерного излучения. Как следует из этого определения, выбор n_{cr} в значительной мере произволен. В одной из ранних работ [7], посвященных исследованию ударной ионизации, полагалось, что $n_{cr} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, тогда как в

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

**Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

недавней работе [3] n_{cr} принималось равным плазменной концентрации ($n_{cr} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$).

Во втором случае считалось, что разрушение возникает, когда температура решетки твердого тела в области взаимодействия достигает пороговой температуры T_{th} . Величина T_{th} определяется механизмом разрушения. Например, в рамках тепловой модели, предложенной в [8], полагалось, что разрушение возникает, если температура включения, поглощающего излучение, достигает температуры плавления прозрачного твердого тела. Аналогичный подход (достижение температуры плавления) положен в основу критерия «четырнадцать поколений» для механизма ударной ионизации [9].

В работе [10] полагалось, что разрушение возникает, когда термоупругие напряжения в твердом теле в окрестности нагретого включения достигают предела прочности материала. Полученная в [10] оценка T_{th} по порядку величины равна 10^4 К .

Недостатком работ [8–10] является пренебрежение зависимостью характеристик материалов от температуры. Такое приближение не оправдано в широком диапазоне температур вплоть до температуры плавления и, тем более, до температуры 10^4 К . Учет этой зависимости, выполненный в [11], показал, что возрастание поглощения материала с увеличением температуры приводит к взрывному росту температуры включения в условиях лазерного нагрева. Существенно, что в рамках такого подхода температура T_{th} не задается произвольно: она определяется теплофизическими характеристиками материалов включения и прозрачного твердого тела.

3. Критерии возникновения механического повреждения

3.1. Критерии формирования трещины

Упомянутые выше критерии (критической концентрации и пороговой температуры) являются косвенными. Они констатируют существенный рост поглощения в области взаимодействия, если интенсивность излучения в ней превышает пороговую интенсивность I_{th} , а не возникновение повреждения. Однако для адекватного решения проблемы лазерного разрушения необходимо сформулировать критерии конечной стадии процесса разрушения прозрачного твердого тела. Этой конечной стадией может быть плавление, образование трещины или абляция. Многочисленными экспериментальными исследованиями установлено, что в милли-пикосекундном диапазоне длительностей лазерных импульсов такой стадией является формирование трещины. Отклонения от этого механизма повреждения наблюдаются (практически для всех прозрачных твердых тел) в области импульсов сверхкороткой длительности (менее 10 пс) [3–5], где основным механизмом повреждения является абляция. В области импульсов большой длительности (миллисекундный диапазон) при воздействии лазерного излучения для ряда материалов [12] наблюдается образование проплава.

Последовательная формулировка критерия формирования механического повреждения в условиях локального лазерного нагрева дана в работе [13], где показано, что процесс формирования трещины не зависит от механизма поглощения энергии лазерного излучения: он одинаков для собственных механизмов поглощения (удар-

ная и многофотонная ионизация) и механизмов, связанных с поглощающими включениями. В [13] установлено, что трещина формируется по механизму отрыва, так что необходимое условие ее образования имеет вид

$$\max \sigma_\phi(r, t) \geq \sigma_{th}, \quad (1)$$

где $\sigma_\phi(r, t)$ – тангенциальная компонента тензора напряжений, а σ_{th} – предел прочности прозрачного твердого тела.

Однако выполнения неравенства (1) недостаточно для образования трещины. Как показано в [13], возникающая трещина всегда имеет конечный размер, так что для ее формирования необходима конечная энергия. В случае сферической области взаимодействия с радиусом R эта энергия $E_m = 39R^2\gamma$ (где γ – плотность поверхностной энергии прозрачного твердого тела). Это означает, что трещина будет формироваться, только если энергия поля деформации в окрестности локального нагрева будет превышать E_m :

$$\eta\vartheta E_p \geq E_m, \quad (2)$$

где E_p – энергия лазерного импульса; η – параметр, определяющий долю поглощенной энергии; $\vartheta = (T_0/9c_h) \times [(1 + v_h)/(1 - v_h)]^2 \alpha_h^2 c_l^2$ – коэффициент связанности; c_h – теплоемкость; α_h – коэффициент линейного расширения; v_h – коэффициент Пуассона; c_l – продольная скорость звука; T_0 – температура до воздействия лазерного импульса. Здесь и далее индексом h обозначаются материальные характеристики прозрачного твердого тела, а индексом i – включения.

Таким образом, для формирования механического повреждения в прозрачном твердом теле в условиях локального лазерного нагрева необходимо выполнение как локального силового критерия (1), так и энергетического критерия (2).

Энергетический критерий (2) можно записать в других эквивалентных формах, представляющих существенный физический интерес. Учитывая связь энергии импульса с мощностью излучения F_p в области взаимодействия ($E_p = (\sqrt{\pi}/2)F_p\tau_p$, где τ_p – длительность импульса), преобразуем выражение (2) к виду

$$\tau_p \geq \tau_{cr} \simeq \frac{78R^2\gamma}{\eta\vartheta F_p}. \quad (3)$$

Неравенство (3) означает, что в области импульсов малой длительности ($\tau_p < \tau_{cr}$) образование трещины при воздействии излучения с пороговой интенсивностью I_{th} невозможно.

Численная оценка τ_{cr} для плавленого кварца в условиях эксперимента [3] дает 50 пс [13], что хорошо соответствует экспериментальным данным, согласно которым переход от образования трещины к абляции происходит при $\tau_p = 20 \text{ пс}$.

Другое ограничение, следующее из неравенства (2), – это требование конечного размера области локального нагрева для формирования разрушения. Действительно, величина η определяет долю поглощенной энергии лазерного импульса. Для сферической области взаимодействия получим, что $\eta E_p \simeq (4/3)\pi R^3 k_a W_p$ (где W_p – плотность энергии в импульсе, k_a – коэффициент поглощения). Тогда неравенство (2) принимает вид

$$R \geq R_{cr} \simeq \frac{10\gamma}{9k_a W_p}. \quad (4)$$

Соотношение (4) имеет ясный физический смысл, заключающийся в следующем. Поглощенная энергия лазерного излучения пропорциональна объему области взаимодействия, т. е. R^3 , тогда как энергия трещины пропорциональна R^2 . С уменьшением R энергия, необходимая для возникновения трещины уменьшается медленнее, чем поглощенная энергия, так что для достаточно малого размера области взаимодействия поглощенной энергии будет недостаточно для формирования трещины. Существенно, что, как показывают численные оценки, неравенство (1) выполняется и для малой области взаимодействия, тогда как условие (4) (или, что то же самое, условия (2)) – нет. Таким образом, критерии (1) и (2) независимы, и для формирования трещины необходимо, чтобы оба эти критерия выполнялись одновременно.

Сделаем оценки величины R_{cr} . В случае плавленого кварца, используя материальные константы, приведенные в [14], получаем $\vartheta \simeq 5 \times 10^{-5}$ и $\gamma \simeq 2.4 \times 10^{-5}$ Дж \times см $^{-2}$. В условиях эксперимента [3] плотность энергии $W_p = 5$ Дж \cdot см $^{-2}$, так что соотношение (4) дает $R_{cr} \simeq 0.1 - 0.7$ мкм при $k_a \simeq 10^5 - 10^4$ см $^{-1}$.

Таким образом, разрушение плавленого кварца включениями субмикронного размера по механизму термоупругого разрушения, предложенного в [10], по-видимому, невозможно. Энергии, поглощенной в области этих включений, недостаточно для формирования повреждения.

3.2. Ограничения, обусловленные динамикой роста напряжений

Силовой критерий (1) неудобен для анализа задач лазерного разрушения, т. к. выражен в терминах напряжения. Поскольку динамика напряжения в окрестности области локального нагрева для собственного и несобственного механизмов поглощения излучения различна, то будем исследовать их отдельно.

3.2.1. Собственный механизм поглощения лазерного излучения

Как показано в [13], при локальном лазерном нагреве твердого тела тангенциальная компонента тензора напряжения становится максимальной к моменту времени $t = 1.15\tau$ ($\tau = c_h \rho_h R^2 / \chi_h$, где ρ_h и χ_h – плотность и теплопроводность) после начала поглощения лазерного излучения, а затем убывает, несмотря на увеличение температуры. Такая динамика изменения напряжения обусловлена его пропорциональностью градиенту температуры. Резкий рост температуры на начальном этапе поглощения излучения обуславливает рост напряжения, однако позднее диффузия тепла в объем прозрачного тела уменьшает градиенты температуры, а следовательно, и давление.

С учетом этой картины изменения напряжения с течением времени критерий (1) эквивалентен выполнению двух неравенств [13]:

$$\theta \geq \theta_{cr} = \varepsilon_{th} / \alpha_h, \quad (5)$$

$$\frac{d\theta}{dt} \geq 0.9 \frac{\theta_{cr}}{\tau}, \quad (6)$$

где $\theta = (T - T_0)$; θ_{cr} – критическая температура формирования разрушения; ε_{th} – предельная деформация. В упругом приближении

$$\varepsilon_{th} = \frac{3\sigma_{th}(1 - \nu_h)}{E_h}, \quad (7)$$

где E_h – модуль Юнга. Полагая $\sigma_{th} = 0.1E_h$, в соответствии с теоретическим пределом получим критическую температуру (для плавленого кварца) $\theta_{cr} > 10^4$ К. Такие температуры, по-видимому, не могут реализоваться. Столь большое значение θ_{cr} , возможно, связано с применением теоретического предела прочности.

В случае линейного поглощения производная $d\theta/dt \sim \theta/\tau_p$, так что из условия (6) следует неравенство

$$\tau_p < \tau. \quad (8)$$

Неравенство (8) означает, что при действии импульсов большой длительности (применительно к кварцу для размера области взаимодействия несколько микрометров τ составляет несколько десятков наносекунд) трещина не будет формироваться, а разрушение будет проходить стадию проплава. Этот вывод остается в силе и для случая нелинейного поглощения, характеризуемого малой пороговой интенсивностью. Действительно, пренебрегая диффузией тепла из области взаимодействия, запишем $d\theta/dt \simeq k_a I_{th} / (c_h \rho_h)$, что с учетом (6) дает условие формирования трещины:

$$I_{th} \geq I_{cr} \simeq \frac{c_h \rho_h \theta_{cr}}{k_a \tau}. \quad (9)$$

Когда I_{th} меньше I_{cr} , трещина не возникает, даже если $\theta > \theta_{cr}$, т. к. диффузия тепла из области нагрева приводит к уменьшению напряжения в ее окрестности. Температура в области взаимодействия будет выше температуры плавления материала, так что повреждение будет формироваться при прохождении стадии проплава. При плавлении объем твердого прозрачного тела резко возрастает (в типичном случае при переходе в жидкое состояние $\Delta V/V \sim 0.01 - 0.03$, где V – объем расплава, ΔV – изменение объема при плавлении), и в результате фазового перехода в окрестности области расплава возникает резкий скачок напряжения. Такой скачок также может приводить к формированию трещины, однако эта задача требует специального рассмотрения.

3.2.2. Разрушение, обусловленное включением

В случае нагрева поглощающего включения, упругие характеристики которого сильно отличаются от характеристик прозрачного твердого тела, динамика изменения напряжений будет иной, чем рассмотренная выше. После возрастания напряжения до максимального значения оно лишь незначительно уменьшается, а предельная деформация в упругом приближении [15]

$$\varepsilon_{th} = \frac{3\sigma_{th}(1 - \nu_i)}{E_i(1 - \xi)}. \quad (10)$$

Параметр ξ стремится к нулю при уменьшении длительности импульса и $\xi = \xi_{th} = \alpha_h E_h (1 - \nu_i) / [\alpha_i E_i (1 - \nu_h)]$ в пределе импульсов большой длительности. Это означает, что в случае, когда разрушение обусловлено поглощающими включениями, для которых $\xi_{th} \ll 1$, неравенство (6) не имеет силы. Тогда критерий разрушения имеет вид (5), где α_h следует заменить на α_i , а ε_{th} определено выражением (10).

Требование $\xi_{ih} \ll 1$ справедливо для металлических включений из Pt, Pb, Fe, Sb и др. в плавленном кварце. Для них ξ_{ih} находится в пределах от 0.01 до 0.04. Для неметаллических, а также для ряда металлических включений ξ_{ih} значительно больше (например, для Се в плавленном кварце $\xi_{ih} = 2.3$), так что критерии разрушения, как и в случае собственного механизма поглощения лазерного излучения, имеют вид (5), (6). В этих соотношениях, однако, α_h следует заменить на α_i , а предельная деформация имеет вид (10), где следует положить $\xi = 0$.

Оценка критической температуры инициирования разрушения кварца металлическим включением дает в типичном случае значение более 6×10^3 К. Такие температуры включений, по-видимому, достижимы при интенсивностях лазерного излучения, близких к пороговым. Однако, как следует из критерия (4) и оценок критического размера области взаимодействия, разрушение будет реализовываться только в случае материалов, содержащих включения достаточно большого (микрометрового) размера.

4. Тепловой взрыв поглощающего включения

4.1. Тепловая неустойчивость и тепловой взрыв

Механизм тепловой неустойчивости (ТН) обусловлен зависимостью характеристик материалов (прежде всего коэффициента поглощения k_a) от температуры. Поскольку $k_a(T)$ для многих материалов увеличивается с возрастанием температуры, ее увеличение ведет к нелинейному возрастанию поглощения, что, в свою очередь, вызывает рост температуры и т. д. В результате, когда температура включения превышает пороговую температуру T_{th} , вследствие положительной обратной связи возникает ТН. Пороговая температура ТН определяется из уравнения (9) работы [16] в предположении, что коэффициент теплопроводности не зависит от температуры. В этом случае указанное уравнение имеет следующий вид:

$$(T - T_0) \frac{d\sigma_a(T)}{dT} = \sigma_a(T), \quad (11)$$

где $\sigma_a(T)$ – сечение поглощения, которое для включения малого размера пропорционально $k_a(T)$. Пороговая интенсивность инициирования ТН [16]

$$I_{th} = 4\pi R \chi_h \left[\frac{d\sigma_a(T)}{dT} \right]_{T=T_{th}}^{-1}. \quad (12)$$

Для доминирования ТН (по сравнению с прямым механическим разрушением) необходимо, чтобы $\theta_{th} \leq \theta_{cr}$, а также выполнялось неравенство (6). Сопоставляя соотношения (5) и (11) и учитывая, что $\sigma_a(T) \sim k_a(T)$, преобразуем неравенство $\theta_{th} \leq \theta_{cr}$ к виду

$$\frac{dk_a(T)}{dT} \geq \frac{\alpha_i k_a(T)}{\varepsilon_{th}}. \quad (13)$$

Для сильно поглощающего включения $k_a(T) = 10^5$ см⁻¹ и соотношение (13) дает $dk_a(T)/dT \geq 10$ см⁻¹·К⁻¹. Последнее неравенство выполняется для ряда металлов [17]. В случае слабо поглощающего включения $k_a(T) = 10^2$ см⁻¹ и из (13) получаем $dk_a(T)/dT \geq 10^{-2}$ см⁻¹·К⁻¹, что также выполняется для многих материалов.

Существенно, что даже незначительного роста поглощения в области включения достаточно для возникновения ТН. Действительно, полагая $k_a(T) = k_0(T/T_0)^\delta$ и учитывая, что $\sigma_a(T) \sim k_a(T)$, из (11) получаем

$$T_{th} = \frac{\delta}{\delta - 1} T_0. \quad (14)$$

Согласно (14) для возникновения ТН достаточно, чтобы $k_a(T)$ увеличивалось с ростом температуры быстрее, чем по линейному закону.

Приведенные оценки показывают, что ТН возникает при незначительном возрастании коэффициента поглощения с увеличением температуры, и неравенство (13) выполняется. Таким образом, для доминирования механизма ТН в процессе разрушения необходимо, чтобы скорость роста температуры удовлетворяла неравенству (6) и, кроме того, чтобы в области включения поглощалось достаточное количество энергии, необходимой для формирования разрушения (см. неравенство (2)).

Возникновение ТН предполагает резкий рост температуры в области поглощения, однако процессы насыщения могут привести к замедлению этого роста и подавлению ТН. Для исследования роли процессов насыщения поглощения на развитие ТН в работе [18] была предложена аррениусовская модель, в которой коэффициент поглощения имеет вид

$$k_a(T) = k_0 + k_1 \exp(-A/T), \quad (15)$$

где k_0 и k_1 – постоянные; A – энергия активации. Для включений с $k_a(T)$, определенным соотношением (15), рост температуры при развитии ТН ограничен.

Анализ решения уравнения (11) и кинетики роста температуры при развитии ТН, выполненный в [18], показал, что ТВ, т. е. резкий рост температуры включения до θ_{cr} , реализуется, когда

$$k_0 \ll k_1, \quad (16)$$

$$A \gg T_0. \quad (17)$$

Таким образом, для слабо поглощающих включений, размеры которых удовлетворяют неравенству (4) (т. е. их размер порядка одного микрометра и более), ТВ является доминирующим механизмом разрушения прозрачных твердых тел.

4.2. Фотоионизационный тепловой взрыв

В случае включения субмикронного размера энергии, поглощенной в области включения, недостаточно для формирования повреждения. Однако в таких условиях включение будет инициировать волну поглощения, распространяющуюся в объем прозрачного твердого тела. Механизм развития волны поглощения – фотоионизация прозрачного твердого тела тепловым излучением нагретого включения – предложен в [19] и подробно проанализирован в работах [16, 20, 21]. Здесь представляет интерес сопоставить его эффективность с эффективностью прямого механического разрушения.

В рамках модели фотоионизационного ТВ сечение поглощения включения $\sigma_a(T)$ с учетом вклада фотоэлектронов имеет вид

$$\sigma_a(T) = \sigma_i + \sigma_h(T), \quad (18)$$

где $\sigma_i = (4/3)\pi R^3 k_i$ – начальное поглощение включения; $\sigma_h(T)$ – сечение поглощения, обусловленное фотоэлектронами, возбужденными излучением нагретого включения. Согласно [20] $\sigma_h(T)$ имеет вид

$$\sigma_h(T) = \frac{\sigma_{h0}}{2} \left(\frac{T}{E_g} \right)^3 \int_{(E_g/T)}^{\infty} \frac{s^2 ds}{e^s - 1}, \quad (19)$$

где $\sigma_{h0} = 16R^2 \omega E_g^3 \tau_c c^{-3} N_h \text{Im}[\beta_h(\omega)]$; ω – частота лазерного излучения; E_g и N_h – ширина запрещенной зоны и показатель преломления прозрачного твердого тела; c – скорость света; τ_c и $\beta_h(\omega)$ – время рекомбинации и поляризуемость электронов зоны проводимости соответственно. Здесь и далее при анализе фотоионизационного ТВ используется система единиц, в которой температура и энергия имеют одинаковую размерность. В [16] показано, что $\sigma_a(T)$, определенное выражением (18), способно обеспечить возникновение и развитие ТВ. Существенно, что для фотоионизационной модели не характерно, в отличие от аррениусовской модели, насыщение поглощения. Это связано с ростом геометрического размера области поглощения за счет распространения фотоионизационной волны поглощения.

В пределе $T \ll E_g$ из (19) получим

$$\sigma_h(T) \simeq \sigma_{h0} (T/E_g) \exp(-E_g/T). \quad (20)$$

Неравенства (16) и (17) в случае фотоионизационного механизма ТВ имеют вид

$$\sigma_{h0}/\sigma_i \gg 1, \quad (21)$$

$$E_g/T_{ph} \gg 1, \quad (22)$$

где T_{ph} – пороговая температура фотоионизационной неустойчивости.

Отношение σ_{h0}/σ_i может варьироваться в широких пределах. Эти вариации связаны, главным образом, с неопределенностью величин R и τ_c . В частности, τ_c принимает значения от 10^{-7} до 10^{-12} с, причем τ_c возрастает по мере роста чистоты материала (см., напр., [22]). Используя определение σ_{h0} и σ_i , выделяя их зависимость от R и τ_c , представляющую наибольший физический интерес, получаем для прозрачного твердого тела

$$\sigma_{h0}/\sigma_i \simeq 0.2(\tau_c/R). \quad (23)$$

В соотношении (23) числовой коэффициент имеет размерность см·с⁻¹, так что при выполнении численных оценок в (23) радиус включения R должен быть выражен в сантиметрах, а время релаксации τ_c – в секундах.

Для чистых прозрачных твердых тел характерны большие времена τ_c . Полагая для оценки $\tau_c = 10^{-7}$ с и $R = 10^{-5}$ см, из (23) получаем $\sigma_{h0}/\sigma_i \sim 20$, а для включения с $R = 10^{-6}$ см имеем $\sigma_{h0}/\sigma_i \sim 200$. Таким образом, неравенство (21) выполняется для чистых материалов, причем тем лучше, чем меньше размер включения.

Пороговая температура ТН является решением уравнения (11). В случае фотоионизационного механизма сечение поглощения определено выражениями (18) и (20), так что (11) принимает вид

$$\frac{\sigma_{h0}}{\sigma_i} \exp\left(-\frac{E_g}{T}\right) \left(1 - \frac{T_0}{T} - \frac{T}{E_g}\right) = 1. \quad (24)$$

Учитывая неравенства (21), (22) и полагая $T_{ph} \gg T_0$, получаем оценку T_{ph} :

$$T_{ph} \simeq E_g \left(\ln \frac{\sigma_{h0}}{\sigma_i} \right)^{-1}. \quad (25)$$

Выражение (25) подтверждает справедливость неравенств $T_{ph} \gg T_0$ и (22), использованных при расчетах. Более того, оно показывает, что неравенства (21) и (22) не являются независимыми: выполнение (21) влечет за собой выполнение (22). Подставляя T_{ph} , определенное выражением (25), в соотношение (22), находим

$$\sigma_h(T_{ph}) = \sigma_i / \ln(\sigma_{h0}/\sigma_i) < \sigma_i. \quad (26)$$

Механическое разрушение является следствием ТВ, если характеристики включения и прозрачного твердого тела удовлетворяют критерию (13), который с учетом (25) принимает вид

$$\ln\left(\frac{\sigma_{h0}}{\sigma_i}\right) \geq E_g \frac{\alpha_i}{\varepsilon_{th}}. \quad (27)$$

Правая часть неравенства (27) по порядку величины лежит в пределах 0.5–2, и, поскольку $\sigma_{h0} \gg \sigma_i$ (см. (23)), неравенство (27) всегда выполняется для включения малого размера. Таким образом, фотоионизационный ТВ предшествует механическому разрушению.

5. Выводы

Проведенный в данной работе анализ критериев лазерного разрушения прозрачных твердых тел для различных механизмов поглощения излучения показывает следующие основные закономерности для характера повреждения при локальном лазерном нагреве.

В области импульсов большой длительности (в случае низкого порога разрушения) должен наблюдаться проплав, в области импульсов сверхкороткой длительности – абляция, а в области импульсов промежуточной длительности – трещина, обусловленная термоупругим механизмом. Для формирования трещины критическими параметрами являются длительность лазерного импульса, размер области облучения и поглощенная энергия. Доминирующим механизмом лазерного разрушения, обусловленного включениями, является фотоионизационный механизм ТВ.

Диапазон длительностей лазерных импульсов, в котором реализуется тот или иной характер разрушения, определяется теплофизическими и оптическими параметрами материалов твердого тела и включений. Для типичных оптических материалов (плавленый кварц, стекла и др.) он находится в области миллисекунд для проплава, в области наносекунд – десятков пикосекунд для образования трещины и в области фемтосекунд для абляции.

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

1. Маненков А.А., Прохоров А.М. *УФН*, **148**, 179 (1978).
2. Колдунов М.Ф., Маненков А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 786 (1999).
3. Stuart B.C., Feit M.D., Rubenchik A.M., Shore B.W., Perry M.D. *Phys. Rev. Lett. B*, **74**, 2248 (1995).
4. Du D., Liu X., Korn G., Squier J., Mourou G. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3071 (1994).
5. Lenzner M. *Intern. J. Mod. Phys. B*, **13**, 1559 (1999).

6. Koldunov M.F., Manenkov A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3578**, 212 (1999).
7. Spark M. *NBS Special Publ.*, **435**, 331 (1975).
8. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Прохоров А.М., Хаимов-Мальков В.Я. *ЖЭТФ*, **58**, 31 (1970).
9. Епифанов А.С., Маненков А.А., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **70**, 728 (1976).
10. Horrer R.W., Uhlman D.R. *J. Appl. Phys.*, **41**, 4023 (1970).
11. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С., Прохоров А.М., Хаимов-Мальков В.Я. *ЖЭТФ*, **63**, 1030 (1972).
12. Реди Дж. *Действие мощного лазерного излучения* (М.: Мир, 1974, с. 468).
13. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **32**, 335 (2002).
14. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Михайлова (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 1232).
15. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **24**, 944 (1997).
16. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **15**, 544 (1988).
17. Дьюли У. *Лазерная технология и анализ материалов* (М.: Мир, 1986, с. 504).
18. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л., Филимонов Д.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 459 (1989).
19. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. *Квантовая электроника*, **5**, 194 (1978).
20. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Оптич. ж.*, № 2, 31 (1996).
21. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **57**, 9 (1993).
22. Ансельм А.И. *Введение в теорию полупроводников* (М.: Наука, 1978, с. 616).