

Взаимосвязь характеристик лазерного разрушения в статистической теории

М.Ф.Колдунов^{**}, А.А.Маненков^{*}, И.Л.Покотило^{**}

Анализируются общие закономерности статистической теории лазерных разрушений прозрачного твердого тела, обусловленных поглощающими включениями. Показано, что структура уравнений статистической теории определяет взаимосвязь различных зависимостей порогов разрушения от физических величин. Следствием этого является эквивалентность размерной зависимости порога разрушения и надежности прозрачного твердого тела, а также подобие пороговых зависимостей, полученных в режимах однократного и многократного облучения. Результаты теории дают хорошее согласие с экспериментальными данными.

Ключевые слова: статистическая теория разрушения, лазерное разрушение, эквивалентность зависимостей.

Введение

Статистические закономерности являются наиболее общими в лазерном разрушении (ЛР) прозрачных твердых тел. Они характерны как для собственных механизмов ЛР [1, 2], так и для механизмов, связанных с поглощающими включениями [3, 4], и наблюдаются в режимах однократного [5] и многократного облучения [6].

Причины статистических проявлений разрушения различны в разных случаях. Это и флуктуации интенсивности лазерного излучения (как временные, так и пространственные) [7], и вероятностная природа возникновения «затравочного» электрона, приводящего к лавинной ионизации [1], и случайное распределение поглощающих включений в прозрачном твердом теле [3, 4–6].

В любом случае, несмотря на различную природу статистических проявлений, они затрудняют исследование механизма ЛР, т. к. «замазывают» зависимости, наблюдаемые экспериментально. Для идентификации механизма разрушения в условиях статистических проявлений необходимо значительное увеличение объема экспериментальных данных. По этой причине в экспериментах по ЛР, как правило, стремятся исключить статистические проявления. В частности, в этих экспериментах применяют одномодовый и одночастотный режим работы источника излучения, что позволяет избежать влияния флуктуаций лазерного излучения на результаты исследования.

В условиях доминирования механизма разрушения, обусловленного включениями, избавиться от влияния статистики невозможно: она присуща самой природе разрушения, обусловленного включениями, случайно распределенными по объему прозрачного твердого тела. Поэтому выяснение различных статистических закономерностей и

их взаимосвязи является фундаментальной проблемой теории ЛР, важной как для его метрологии, так и для определения его физического механизма.

Связи статистических закономерностей изучались в ряде работ [3–6]. В частности, в [6] на основе требования соответствия вероятности разрушения и размерной зависимости была обоснована доминирующая роль поглощающих включений в разрушении полиметилметакрилата (ПММА). Подходы, применяемые в этих работах, базировались на привлечении функции распределения включений по порогам разрушения, которая, как правило, неизвестна. Попытки разработать метод ее экспериментального определения наталкиваются на значительные трудности [8, 9]. По этой причине представляет большой интерес выявление взаимосвязей между различными экспериментально наблюдаемыми закономерностями ЛР без привлечения представлений о функции распределения. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа.

1. Основные положения статистической теории ЛР

Приведем основные положения теории статистики ЛР, обусловленного поглощающими включениями [4, 10], необходимые для последующего анализа. При построении теории предполагают, что:

- 1) размер включений значительно меньше характерного размера области взаимодействия;
- 2) включения случайно распределены по объему (или поверхности) прозрачного твердого тела;
- 3) ансамбль включений $\{c_s\}$ (где $s = 1, 2, \dots, L$; c_s – концентрация включений s -го типа; L – число типов включения) характеризуется распределением по порогам разрушения;
- 4) включение s -го типа обуславливает разрушение, когда интенсивность падающего на него излучения превышает порог $I_{th}^{(s)}(\mu)$, зависящий от μ – физических и геометрических характеристик включения (коэффициенты поглощения, размер и т. д.) и параметров падающего излучения (длительность импульса, длина волны и т. п.).

^{*}Институт общей физики РАН, Россия, 117942 Москва, ул. Вавилова, 38

^{**}Научно-производственное объединение «Оптроника», Россия, 127238 Москва, Дмитровское ш., 58

Для одномодового и одночастотного излучения с учетом сделанных предположений надежность прозрачного твердого тела (т. е. вероятность отсутствия разрушения) $Q(I, v, \mu)$ записывается в виде

$$Q(I, v, \mu) = \exp \left[-v \sum_{s=1}^L c_s K \left(\frac{I}{I_{th}^{(s)}(\mu)} \right) \right], \quad (1)$$

где I – максимальная интенсивность в области взаимодействия; $K(I/I_{th}^{(s)}(\mu))$ – безразмерная, монотонно возрастающая функция интенсивности, определенная модовым составом излучения и условиями его фокусировки; v – объем фокальной области. Вероятность разрушения $P(I, v, \mu)$ связана с надежностью условием нормировки

$$P(I, v, \mu) + Q(I, v, \mu) = 1. \quad (2)$$

Существенно, что зависимость $I_{th}^{(s)}(\mu)$ не может наблюдаться из-за пространственных вариаций лазерной прочности. Экспериментально исследуется зависимость максимальной интенсивности излучения $I_\beta(v, \mu)$ в области взаимодействия от условий испытания, т. е. параметров v и μ (где μ , например, длительность лазерного импульса), приводящей к разрушению при заданной надежности β . Эта зависимость определяется из условия

$$Q(I, v, \mu) = \beta. \quad (3)$$

Учитывая (1) и (3), получаем основное уравнение статистической теории ЛР:

$$\sum_{s=1}^L c_s K \left(\frac{I}{I_{th}^{(s)}(\mu)} \right) = \frac{\ln \beta^{-1}}{v}, \quad (4)$$

решение которого позволяет рассчитать $I_\beta(v, \mu)$ при известных $\{c_s\}$, $I_{th}^{(s)}(\mu)$, а также геометрии области взаимодействия. Особенность его решений состоит в том, что зависимости $I_\beta(v, \mu)$, соответствующие различным β и v , совпадают друг с другом, если β и v удовлетворяют компенсационному соотношению

$$\frac{\ln \beta}{v} = \text{const}, \quad (5)$$

означающему, что изменение порога разрушения, связанное с размерным эффектом, компенсируется надлежащим изменением надежности.

Несмотря на то что $I_{th}^{(s)}(\mu)$ не зависит от размера фокального объема, наблюдаемая зависимость $I_\beta(v, \mu)$, как это ясно из (4), существенно зависит от v . Эта так называемая размерная зависимость порога разрушения является фундаментальным следствием случайного распределения включений по объему прозрачного твердого тела. Она подробно экспериментально исследовалась многими авторами на различных материалах (см. [3, 5]).

Для подробного анализа основных закономерностей ЛР прозрачных твердых тел (например зависимостей $Q(I, v, \mu)$ и $I_\beta(v, \mu)$) требуется огромный объем экспериментальных данных. На практике изучение статистических закономерностей ограничено, как правило, исследованием либо размерной зависимости порога разрушения при некоторой надежности β_0 , либо зависимости надежности (или вероятности разрушения) прозрачного твердого тела при некотором фокальном объеме v_0 .

Статистические закономерности полностью определяются распределением включений по порогам разрушения, т. е. совокупностью $\{c_s\}$. Знание совокупности $\{c_s\}$ позволяет рассчитать все статистические проявления ЛР и, в частности, найти $Q(I, v, \mu)$ и $I_\beta(v, \mu)$ для любых условий проведения исследований. В связи с важностью $\{c_s\}$ для исследования механизма разрушения предпринимались неоднократные попытки его определения по статистическим закономерностям разрушения (зависимости надежности от интенсивности [8] или размерной зависимости [9]) в рамках так называемой обратной задачи. Однако в силу неустойчивости такой задачи ее решение вызывает значительные трудности. По этой причине исследование статистических закономерностей на основе определения $\{c_s\}$ не стало эффективным методом решения статистических задач ЛР.

2. Взаимосвязь надежности и размерной зависимости порога ЛР

Зависимость $Q(I, v, \mu)$ от фокального объема обуславливает как изменение абсолютного порога разрушения с изменением v , так и модификацию зависимостей порога ЛР от других параметров [10]. Такие изменения затрудняют сопоставление экспериментальных данных, полученных в различных условиях. Несмотря на это в ряде случаев результаты исследования указанных зависимостей могут быть корректно сопоставлены, что обусловлено структурой уравнений статистической теории ЛР. Введем функцию

$$C(I, \mu) = \frac{\ln Q^{-1}(I, v, \mu)}{v}, \quad (6)$$

которая по физическому смыслу является эффективной концентрацией включений, участвующих в разрушении. Особенность $C(I, \mu)$ состоит в том, что в отличие от $Q(I, v, \mu)$ и $I_\beta(v, \mu)$ она не зависит от v , а просто вычисляется по известной надежности $Q(I, v, \mu)$ из (6) и по размерной зависимости порога разрушения $I_\beta(v, \mu)$ из соотношения $C(I, \mu) = (\ln \beta^{-1})/v_\beta(I, \mu)$, где $v_\beta(I, \mu)$ – функция, обратная к $I_\beta(v, \mu)$. По физическому смыслу $v_\beta(I, \mu)$ – объем фокальной области, при облучении которого разрушение реализуется с вероятностью $1 - \beta$. Она существует во всей области изменения интенсивности, т. к. $I_\beta(v, \mu)$ монотонно убывает с ростом v . Приведенные выше свойства позволяют найти связь $Q(I, v, \mu)$ и $I_\beta(v, \mu)$.

Пусть экспериментально получена зависимость надежности прозрачного тела от интенсивности лазерного излучения при некотором значении фокального объема v_0 . Тогда, вычисляя $C(I, \mu)$ из (6) при двух различных значениях v (одно из которых v_0) и приравнявая результаты, получаем

$$Q(I, v, \mu) = [Q(I, v_0, \mu)]^{v/v_0}. \quad (7)$$

Соотношение (7) позволяет рассчитать $Q(I, v, \mu)$ для любого v по экспериментально найденной надежности $Q(I, v_0, \mu)$.

Левая часть уравнения (4) равна $C(I, \mu)$. При известной надежности $Q(I, v_0, \mu)$ эта функция находится из (6). Используя (4) и (6) совместно, получаем соотношение

$$Q(I, v_0, \mu) = \beta^{v_0/v}, \quad (8)$$

определяющее размерную зависимость порога ЛР $I_\beta(v, \mu)$.

Таким образом, если определена надежность $Q(I, v_0, \mu)$ при каком-либо одном значении фокального объема v_0 , то она может быть рассчитана и при любом другом v , а также может быть определена размерная зависимость порога ЛР $I_\beta(v, \mu)$.

Наоборот, если экспериментально получена размерная зависимость порога ЛР $I_{\beta_0}(v, \mu)$ при заданной надежности β_0 , то из нее можно рассчитать $I_\beta(v, \mu)$ при любом другом значении β и определить $Q(I, v, \mu)$.

Действительно, вычисляя $C(I, \mu)$ из (4) через $v_\beta(I, \mu)$ при двух различных значениях β (одно из которых равно β_0) и приравнявая результаты, получаем

$$v_\beta(I, \mu) = v_{\beta_0}(I, \mu) \frac{\ln \beta}{\ln \beta_0}. \quad (9)$$

Соотношение (9) определяет размерную зависимость $I_\beta(v, \mu)$ как обратную функцию к $v_\beta(I, \mu)$ при любой надежности β . Наконец, приравнявая $C(I, \mu)$, выраженные через функции $Q(I, v, \mu)$ и $v_{\beta_0}(I, \mu)$, т. е. $[\ln Q(I, v, \mu)]/v = (\ln \beta_0)/v_{\beta_0}(I, \mu)$, находим

$$Q(I, v, \mu) = \beta_0^{v/v_{\beta_0}(I, \mu)}. \quad (10)$$

Соотношение (10) позволяет рассчитать $Q(I, v, \mu)$ по известной скорости $v_{\beta_0}(I, \mu)$.

Таким образом, соотношения (7)–(10) доказывают взаимосвязь надежности и размерной зависимости порога ЛР.

3. Подобие закономерностей ЛР для одно- и N -кратного облучения

Введем обозначения $I_{th}^{(s)}(1, \mu)$ и $I_{th}^{(s)}(N, \mu)$ для порогов включения s -го типа в режимах одно- и N -кратного облучения соответственно; аналогично и для других статистических характеристик введем обозначения $Q(I, v, 1, \mu)$ и $Q(I, v, N, \mu)$ и т. д. Как показано в [11], соотношения (1)–(4) применимы для описания статистических закономерностей разрушения как при одно-, так и при N -кратном облучении с заменой, естественно, в них $Q(I, v, 1, \mu)$ на $Q(I, v, N, \mu)$ и т. д. для явного выделения режима облучения. Из этого следует, что надежность и размерная зависимость связаны соотношениями (7)–(10) также и для режима N -кратного облучения.

Кроме того, $Q(I, v, 1, \mu)$ и $Q(I, v, N, \mu)$, так же как $I_\beta(v, 1, \mu)$ и $I_\beta(v, N, \mu)$, связаны друг с другом соотношениями подобия. Физические основы этого утверждения состоят в следующем. С одной стороны, как показано в [4, 12], температура инициирования теплового взрыва (т. е. ЛР при однократном облучении) $T_{th}(1)$ и температура инициирования накопления необратимых изменений $T_{th}(N)$ (т. е. ЛР при N -кратном облучении) определяются характеристиками твердого тела и механизмом реализации этих процессов и не зависят ни от характеристик включения, ни от параметров импульса излучения.

С другой стороны, температура нагрева включения в условиях лазерного облучения определяется характеристиками как включения и импульса лазерного излучения, так и прозрачного твердого тела. Критические интенсивности $I_{th}^{(s)}(1, \mu)$ и $I_{th}^{(s)}(N, \mu)$ инициирования разрушения связаны с температурами $T_{th}(1)$ и $T_{th}(N)$ соотношениями

$$T_{th}(1) = k^{(s)}(\mu) I_{th}^{(s)}(1, \mu), \quad T_{th}(N) = \bar{k}^{(s)}(\mu) I_{th}^{(s)}(N, \mu),$$

где $k^{(s)}(\mu)$ и $\bar{k}^{(s)}(\mu)$ – коэффициенты, зависящие от материальных характеристик твердого тела и включения (коэффициентов теплопроводности, поглощения и др.); черта сверху над k означает усреднение по N импульсам лазерного излучения.

Коэффициенты $k^{(s)}(\mu)$ и $\bar{k}^{(s)}(\mu)$ определяются решением уравнения теплопроводности и имеют одинаковую функциональную зависимость от теплофизических характеристик включения и твердого тела. Различие $k^{(s)}(\mu)$ и $\bar{k}^{(s)}(\mu)$ связано с изменением этих характеристик при изменении температуры в процессе нагрева. Эти изменения, как показывают оценки [13], незначительны, и далее различием $k^{(s)}(\mu)$ и $\bar{k}^{(s)}(\mu)$ будем пренебрегать, полагая $k^{(s)}(\mu) = \bar{k}^{(s)}(\mu)$. При таком допущении отношение

$$\frac{I_{th}^{(s)}(1, \mu)}{I_{th}^{(s)}(N, \mu)} = \frac{T_{th}(1)}{T_{th}(N)}$$

не зависит от характеристик включения. Введя обозначение $T_{th}(1)/T_{th}(N) = \Phi(N)$, для отношения порогов разрушения запишем

$$\frac{I_{th}^{(s)}(1, \mu)}{I_{th}^{(s)}(N, \mu)} = \Phi(N). \quad (11)$$

Функция $\Phi(N)$ в соответствии с физическим смыслом монотонно возрастает с ростом N и удовлетворяет условию $\Phi(1) = 1$.

Таким образом, отношение порогов разрушения в режимах одно- и N -кратного облучения не зависит от характеристик включения и параметров лазерного импульса. Это позволяет установить связь между $Q(I, v, 1, \mu)$ и $Q(I, v, N, \mu)$. Из (1) и (11) получаем

$$Q(I, v, 1, \mu) = Q(I\Phi(N), v, N, \mu). \quad (12)$$

Аналогично из соотношений (4) и (11) следует, что зависимость порога разрушения от любого параметра (длительности импульса, размера фокального объема и т. д.) для режимов одно- и N -кратного облучения связаны соотношением

$$I_\beta(I, v, 1, \mu) = \frac{I_\beta(I, v, N, \mu)}{\Phi(N)}. \quad (13)$$

Таким образом, надежности $Q(I, v, 1, \mu)$ и $Q(I, v, N, \mu)$ связаны преобразованием (12), а зависимости порога ЛР прозрачного твердого тела для режимов одно- и N -кратного облучения – соотношением (13).

4. Сопоставление с экспериментальными данными

Развитая теория взаимосвязи статистических закономерностей ЛР справедлива во всей области длительностей лазерных импульсов, где доминирующим является механизм разрушения, обусловленный поглощающими включениями. Как было установлено ранее, это имеет место в широкой области длительностей импульсов от миллисекунд до, по крайней мере, единиц пикосекунд и, возможно, фемтосекунд [14]. Кроме того, для применимости полученных результатов существенно, что пространственное распределение интенсивности лазерного пучка в области взаимодействия не деформируется ка-

ким-либо нелинейным эффектом (самофокусировка, са-
модефокусировка и др.)

Всестороннее экспериментальное исследование ста-
тистических закономерностей ЛР прозрачных твердых
тел требует значительных усилий. По этой причине, как
правило, ограничиваются исследованием либо зависи-
мости надежности прозрачного твердого тела от интен-
сивности, либо размерной зависимости порога разруше-
ния. Работа [6], по-видимому, единственная, где приве-
дены результаты исследования как вероятности разру-
шения, так и размерной зависимости порога разрушения
в режимах одно- и N -кратного ($N = 200$) воздействия.

В [6] исследовалось разрушение ПММА под дейст-
вием лазерных импульсов длительностью 20 нс с длиной
волны излучения 1.06 мкм. Исследуемые образцы имели
толщину $H \ll F$ (где F – фокусное расстояние линзы).
Пространственное распределение интенсивности лазер-
ного излучения в пучке было близко к гауссову. В таких
условиях $v = \pi d^2 H / 2$ (где d – диаметр фокального пятна),
так что зависимость от v – это зависимость от d . Экспе-
риментальные данные для $I_{0.5}(d, 1)$, $I_{0.5}(d, 200)$, а также
 $P(I, d, 1)$ и $P(I, d, 200)$, взятые из [6], представлены на
рис.1–3.

Вероятность ЛР $P(I, d, N)$ аппроксимировалась выра-
жением вида

$$P(I, d, N) = \frac{\exp[\gamma_0 + \gamma_1(I/I_{0.5})]}{1 - \exp[\gamma_0 + \gamma_1(I/I_{0.5})]} \times \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{\gamma_2(I - I_0)}{I_{0.5}} \right] \right\}, \quad (14)$$

где $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$ и I_0 – параметры, определяемые путем сог-
ласования зависимости (14) с экспериментальными дан-
ными; $I_{0.5}$ – порог разрушения ПММА в режиме одно-
кратного облучения при надежности $\beta = 0.5$.

Эта зависимость лучше всего аппроксимирует экспе-
риментальные данные [6] для однократного облучения в
области $I > I_0$ (интенсивность I_0 имеет смысл минималь-
ного порога разрушения ПММА) при $d = 500$ мкм, $\gamma_0 =$
 $-4.2, \gamma_1 = 4.5, \gamma_2 = 6$ и $I_0/I_{0.5} = 0.2$ (см. рис.1).

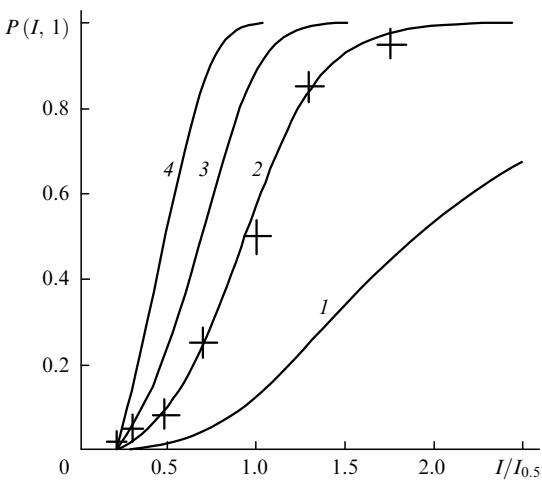


Рис.1. Зависимости вероятности разрушения ПММА $P(I, 1)$ от мак-
симальной интенсивности лазерного излучения в фокальной области
 I при однократном облучении для диаметров фокального пятна
 $d = 200$ (1), 500 (2), 800 (3) и 1300 мкм (4), а также экспериментальные
данные работы [6] при $d = 500$ мкм (точки). Здесь и на рис.2–4
интенсивности $I_{0.5}$ брались для $d = 500$ мкм.

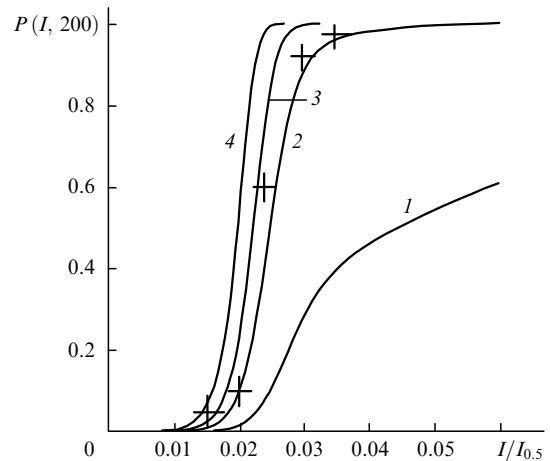


Рис.2. Зависимости вероятности разрушения ПММА $P(I, 200)$ от
максимальной интенсивности лазерного излучения в фокальной
области I при 200-кратном облучении для $d = 200$ (1), 500 (2), 800 (3)
и 1300 мкм (4), а также экспериментальные данные работы [6] при
 $d = 500$ мкм (точки).

Для расчета $P(I, d, 1)$ при других значениях d надеж-
ность, соответствующая выражению (14), вычислялась
из условия нормировки (2), после чего выполнялось пре-
образование (7). При выполнении преобразования (7)
полагалось, что $v/v_0 = (d/d_0)^2$ в соответствии с услови-
ем $H \ll F$ эксперимента [6]. Зависимость $Q(I, d, 1)$ рассчи-
тывалась для диаметров $d = 200, 800$ и 1300 мкм, исполь-
зованных в эксперименте [6], после чего согласно (2) стро-
илась зависимость $P(I, d, 1)$ для тех же значений d . Ре-
зультаты расчетов показаны на рис.1. После расчета се-
мейства $P(I, d, 1)$ порог разрушения для разных d (раз-
мерная зависимость) рассчитывался из соотношения
 $P(I, d, 1) = 0.5$. Результаты расчета $I_{0.5}(d, 1)$, как видно
из рис.3, совпадают с данными работы [6] в пределах по-
грешности эксперимента.

Аналогично выполнялись расчеты для $P(I, d, 200)$ и
 $I_{0.5}(d, 200)$. Наилучшее совпадение зависимости (14) с
экспериментальными данными для $P(I, d, 200)$ при $d =$
500 мкм достигалось при $\gamma_0 = -11, \gamma_1 = 450, \gamma_2 = 100$ и
 $I_0/I_{0.5} = 0.001$. Семейство $P(I, d, 200)$ рассчитывалось для
тех же размеров фокального пятна, что и выше. Расчет
размерной зависимости порога разрушения выполнялся с
помощью соотношения $P(I, d, 200) = 0.5$, результаты

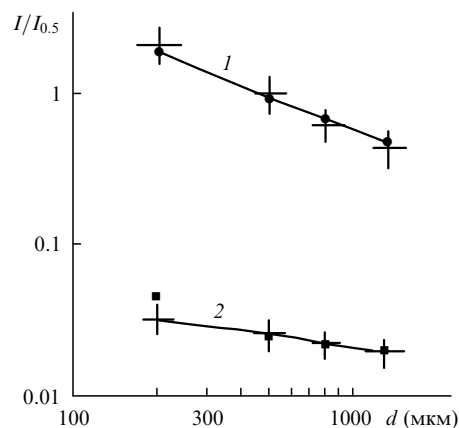


Рис.3. Размерные зависимости порога разрушения ПММА для од-
но- (●, 1) и 200-кратного (■, 2) облучения, а также экспериментальные
данные [6] (+).

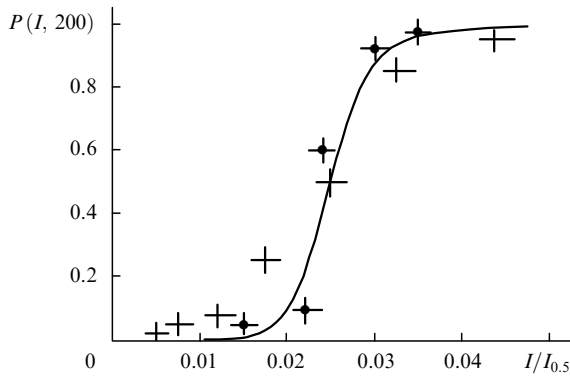


Рис.4. Подobie вероятностей ЛР для одно- и 200-кратного облучения. Экспериментальные данные [6] приведены для однократного облучения, преобразованного к масштабу 200-кратного (+), и для 200-кратного облучения при $d = 500$ мкм (⬤).

расчета в пределах погрешности эксперимента совпадали с экспериментальными данными [6] (см. рис.3).

Для сопоставления вероятностей разрушения $P(I, d, N)$, полученных в режимах одно- и 200-кратного облучения, необходимо выполнить преобразование (12), которое зависит от единственной постоянной $\Phi(200)$. Преобразуя $P(I, d, 200)$ к надежности согласно условию нормировки (2), выполняя преобразование (12) с $\Phi(200) = 40$ и возвращаясь к вероятности разрушения, получаем результат, показанный на рис.4. Видно, что преобразованная зависимость $P(I, d, 1)$ в пределах погрешности эксперимента совпадает с зависимостью $P(I, d, 200)$, полученной в [6]. Аналогично, в пределах погрешности эксперимента, размерные зависимости $I_{0.5}(d, 1)$ и $I_{0.5}(d, 200)$ удовлетворяют соотношению (13).

Таким образом, зависимости $I_{0.5}(d, 1)$ и $I_{0.5}(d, 200)$, а также $P(I, d, 1)$ и $P(I, d, 200)$, полученные в работе [6], взаимосвязаны друг с другом в соответствии с соотношениями (7)–(10) и (12), (13).

Выводы

Проведенный в настоящей работе анализ закономерностей ЛР в условиях пространственных вариаций лазерной прочности показал, что должна наблюдаться однозначная взаимосвязь между характеристиками ЛР: вероятностью разрушения (надежностью) и размерной зависимостью порога разрушения в условиях как однократного, так и многократного облучения. Установлен

ная взаимосвязь является фундаментальной закономерностью в статистической теории ЛР и имеет принципиально важное значение для исследования механизма ЛР.

Анализ опубликованных экспериментальных данных на основе развитых в настоящей работе представлений показал их хорошее согласие, что указывает на доминирующую роль механизма разрушения, обусловленного поглощающими включениями в исследованном материале.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и технологий РФ в рамках ГНТП «Фундаментальная метрология».

1. Гамелаури Г.В., Епифанов А.С., Маненков А.А., Прохоров А.М. *ЖЭТФ*, **79**, 2356 (1986).
2. Bass M., Barrett H.H. *Appl.Optics*, **16**, 690 (1973).
3. Алешин И.В., Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Комолов В.М. *ЖЭТФ*, **70**, 1214 (1976).
4. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л., Филимонов Д.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 459 (1989).
5. Горшков Б.Г., Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Прохоров А.М., Сидорин А.В. *Квантовая электроника*, **8**, 148 (1981).
6. Маненков А.А., Матюшин Г.А., Нечитайло В.С., Прохоров А.М. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **52**, 1788 (1988).
7. Draggo V.G., She C.Y., McAllister G.L., Edwards D.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**, 54 (1972).
8. Колдунов М.Ф., Филимонов Д.А., Хапланова Н.Е. *Письма в ЖТФ*, **11**, 698 (1985).
9. Данилейко Ю.К., Минаев Ю.П., Сидорин А.В. *Квантовая электроника*, **11**, 757 (1984).
10. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **25**, 833 (1998).
11. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **25**, 277 (1998).
12. Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Покотило И.Л. *Квантовая электроника*, **22**, 701 (1995).
13. Покотило И.Л. *Канд. дис.* (М., ИОФ РАН, 1998).
14. Колдунов М.Ф., Маненков А.А. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 786 (1999).

M.F.Koldunov, A.A.Manenkov, I.L.Pokotilo. Interrelation of the properties of laser-induced destruction in statistical theory.

An analysis is performed of the general relationships of the statistical theory of laser-induced destruction in transparent solids caused by absorbing inclusions. It is shown that the structure of the statistical theory equations determines the interrelation of various dependences of the destruction thresholds on physical parameters. This results in the equivalence of the size dependence of the destruction threshold and the reliability of the transparent solid, as well as in a similarity of the threshold dependences obtained upon single-shot and multishot irradiation. The predictions of the theory are in good agreement with the experimental data.