

01;05.1;07

Механическое разрушение прозрачных диэлектриков сфокусированным лазерным излучением

© В.Н. Стрекалов

Московский государственный технологический университет "СТАНКИН"
E-mail: stvn@sec.ru*Поступило в Редакцию 3 июля 2000 г.*

Предложена модель оптического разрушения прозрачных диэлектриков. Разрушение происходит, когда механические напряжения, созданные в решетке пространственно неоднородным облаком неравновесных электронов, превышают предельные напряжения. Найдены зависимости механических напряжений от параметров лазерного пучка и параметров кристалла. Определены области, где образование первичной трещины наиболее вероятно.

Проблема определения механизма лазерного разрушения твердых тел возникла одновременно с первыми наблюдениями этого эффекта [1]. Имеется несколько обзоров, посвященных, в частности, обсуждению этой проблемы [2–6]. В прозрачных диэлектриках основными считают следующие механизмы разрушения:

тепловые (джоулевы потери, нагрев образца до плавления и испарения, возникновение термоупругих напряжений, термохимические процессы);

фононные (генерация гиперзвука, оптических фононов, акустоупругих напряжений);

связанные с влиянием несовершенств кристаллической решетки (дислокации, остаточные механические напряжения, примеси, которые всегда присутствуют в образцах);

связанные с неоднородностью лазерного поля, обусловленные самофокусировкой;

влияние электронной лавины и многофотонного поглощения света.

Рассматривая различные экспериментальные условия, отдают предпочтение различным механизмам разрушения, однако совпадение расчетов с данными эксперимента обычно не слишком хорошее [4,5] и

окончательного выбора "главного" механизма лазерного разрушения нет до сих пор. Время от времени появляются новые гипотезы, касающиеся механизмов разрушения и требующие экспериментальной проверки. Среди них отметим нетепловые механизмы прямого воздействия интенсивного света на решетку, приводящие к образованию дефектов и аморфизации кристалла [7,8], а также подобные механизмы теплового характера [9].

В то же время актуальность проблемы описания оптического разрушения возрастает из-за быстрого роста числа технических применений мощных лазеров и перехода в новые области параметров лазерного излучения (ультрафиолет, фемтосекундные импульсы). В связи с важностью обсуждаемой проблемы целесообразно напомнить о механической модели разрушения [10], учитывающей механические напряжения, возникающие в кристалле вследствие рассеяния неравновесных электронов на решетке. В [10] рассмотрен сферически симметричный слой толщиной h , охватывающий фокальную область. Различие давлений нагретых светом электронов внутри и снаружи слоя приводит к его растяжению и при превышении допустимых механических напряжений — к разрушению "h-слоя". Модель [10] недостаточно хороша из-за произвольного введения "h-слоя". В данном сообщении приводятся описание более строгой модели такого типа, не использующей произвольно выделенных слоев, и некоторые расчеты, полученные с ее помощью. Результаты хорошо коррелируют с известными экспериментальными фактами. Схема получения этих результатов такова:

1. Рассматривается сферически-симметричное облако неравновесных электронов, имеющих концентрацию $n_e(r)$ и "температуру" $T_e(r)$. При изучении прозрачных диэлектриков это облако формируется в результате многофотонного поглощения света или в результате развития электронной лавины (модель может быть перенесена и на другие объекты).

2. Учитывается рассеяние неравновесных электронов на несовершенствах кристалла, в качестве которых могут выступать фононы, примеси, дислокации, металлические включения, границы зерен и поверхность образца. В данной работе мы ограничимся рассмотрением рассеяния электронов на заряженных примесях, обычно присутствующих в чистых прозрачных диэлектриках.

3. Рассеяние электронов приводит к передаче решетке избыточного импульса и к появлению объемной плотности механических сил $F(r)$.

Силы $F(r)$ обладают сферической симметрией с центром в центре фокального пятна. Они направлены по радиусу от центра фокуса и действуют на решетку.

4. Следуя [11], можно сформулировать, а затем приближенно решить дифференциальное уравнение, определяющее механические напряжения в образце при воздействии на него сил $F(r)$. При этом оказывается, что тангенциальные напряжения являются растягивающими и равны

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi} \cong \sigma_i n_i n_e T_e \frac{a^2}{8(1-\sigma)r} \frac{1}{r} \left\{ (1-2\sigma) \frac{a^2}{2r^2} (1-e^\alpha) + 2\sigma e^\alpha \right\}, \quad (1)$$

где n_i и σ_i — концентрация и сечение центров рассеяния (заряженных примесей); n_e и T_e — концентрация и "температура" неравновесных электронов в центре фокального пятна; σ — коэффициент Пуассона; r — расстояние от центра пятна до точки наблюдения; показатель экспоненты $\alpha = -2(r/a)^2$, причем a — гауссов параметр распределения интенсивности лазерного пучка, вызывающего рождение и нагрев неравновесных электронов.

Напряжения (1) растягивают решетку. Они могут вызвать образование первичной трещины (первичная трещина в этом случае представляет собой часть сферической поверхности с центром в фокусе лазерного пучка, что согласуется со многими экспериментальными наблюдениями, см., например, [12]) и ее развитие вплоть до макроскопического разрушения образца. Появление первичной трещины происходит при выполнении неравенства $\sigma_{\theta\theta} \geq \sigma_{th}$, которое дает естественное пороговое условие для механического разрушения, вызываемого лазерным излучением. Эффекты радиального сжатия и растяжения решетки здесь не рассматриваются, хотя они представляют большой интерес в связи с задачей об уплотнении вещества в лазерном поле.

5. Решение дифференциального уравнения позволяет также найти максимум тангенциальных напряжений $\sigma_{\theta\theta}$. Максимум лежит на расстоянии r_0 от центра фокального пятна, причем

$$r_0 \approx a \sqrt{\frac{1-2\sigma}{8\sigma}} \left[1 + \frac{12\sigma}{1-2\sigma} \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (2)$$

Именно на этом расстоянии от центра пятна следует ожидать зарождение первичной трещины.

Появление первичной трещины увеличивает сечение рассеяния и локальную плотность сил $F(r)$, делая процесс разрушения лавинообразным.

Симметрия первичной трещины, влияние остаточных напряжений, снижающих порог разрушения и устраняемых при отжиге образца, аналогичное влияние инородных включений и дислокаций, понижение порога при переходе к нарушенному приповерхностному слою с более низким значением порогового напряжения σ_{th} , макроскопический характер рассеяния неравновесных электронов на поверхности, приводящий к выкалыванию конусообразной части образца, — все эти следствия предложенного механизма оптического разрушения хорошо соответствуют экспериментальным фактам (см., например, в сборнике [2]).

Для проведения оценок, показывающих работоспособность предложенного механизма оптического разрушения, рассмотрим образец (стекло) с коэффициентом Пуассона $\sigma \approx 0.25$ и пределом прочности на растяжение $\sigma_{th} \approx 300 \text{ kg/cm}^2 \approx 3 \cdot 10^8 \text{ din/cm}^2$. В неметаллических образцах пределы прочности на сжатие обычно значительно превышают пределы прочности на растяжение, поэтому в данном сообщении вопросы, связанные со сжатием вещества, не рассматриваются.

Темновая концентрация электронов в чистых прозрачных диэлектриках обычно оценивается величиной $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Поэтому можно считать, что концентрация ионизованных примесей на заключительных этапах развития вызванной лазерным излучением лавины составляет $n_i \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Сечение рассеяния электронов на примесях можно принять равным $\sigma_i \approx 10^{-14} \text{ cm}^2$ (мы полагаем, что сечение рассеяния определяется дебаевским радиусом экранировки, и учитываем влияние низкочастотной диэлектрической проницаемости, равной по порядку величины 10). В конце действия лазерного импульса, вызывающего развитие электронной лавины и оптическое разрушение, концентрацию n_e неравновесных электронов в центре фокального пятна принимают равной $10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, а их температуру $T_e = 0.5 \text{ eV} = 8 \cdot 10^{-13} \text{ erg}$ (возможно, последняя величина несколько занижена, но увеличение T_e улучшает оценки).

Тогда для лазерного пучка с гауссовым параметром $a = 1 \text{ mm}$ можно найти $r_0 \approx 0.8a$ и $\sigma_{\text{max}} \approx 7 \cdot 10^8 \text{ din/cm}^2$. Последнее значение превышает порог σ_{th} даже без учета других механизмов рассеяния, а это означает, что предложенный механизм действительно может приводить к оптическому разрушению.

Список литературы

- [1] Мейкер П., Терхьюн Р., Сэвидж С. // Оптические квантовые генераторы. М.: Мир, 1966.
- [2] Действие лазерного излучения: Сб. статей / Под ред. Ю.П. Райзера. М.: Мир, 1968. С. 390.
- [3] Бломберген Н. // Квантовая электроника. 1974. № 4. С. 786.
- [4] Лазерное разрушение и рассеяние в твердых прозрачных диэлектриках // Труды ФИАН. 1978. Т. 101. С. 147.
- [5] Маненков А.А., Прохоров А.М. УФН. 1986. Т. 148. С. 179.
- [6] Koldunov M.F., Manenkov A.A. // Laser-induced damage in optical materials. Proc. SPIE. 1999. V. 21. P. 3578.
- [7] Стрекалов В.Н. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 12. С. 90; 1989. № 7. С. 5.
- [8] Strekalov V. // Laser-induced damage in optical materials. Proc. of SPIE. 1998. V. 20. P. 3244.
- [9] Комолов В.Л. // ЖТФ. 1997. Т. 67. С. 48.
- [10] Стрекалов В.Н. Автореф. канд. дис. Долгопрудный: МФТИ, 1975; Труды МФТИ. Радиотехника и электроника. 1975. В. 9. С. 3.
- [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Теория упругости. М.: Наука, 1965. С. 202.
- [12] Martinelli J. // Journ. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 1939.