

УДК 621.373

ПОРОГОВЫЕ УСЛОВИЯ РАЗРУШЕНИЯ КРИСТАЛЛА ЛЕЙКОСАПФИРА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ямалитдинов Динис Данилович

Студент 6 курса,
кафедра «Лазерные технологии в машиностроении»,
Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

Научный руководитель: Богданова М.А.,
аспирант кафедры «Лазерные технологии в машиностроении»

Введение

Лейкосапфир это самый твердый из оксидов кристалл сапфира. Он обладает уникальной комбинацией превосходных оптических, физических и химических свойств, сохраняет высокую жесткость при высоких температурах, имеет хорошие теплофизические свойства и превосходную прозрачность. Кристалл химически устойчив к общим кислотам и щелочам при температурах вплоть до 1000°C, а также к HF ниже 300°C, обладает превосходной прозрачностью (диапазон пропускания 0.17 – 5.5 мкм). Монокристалл лейкосапфира химически стоек, что обуславливает постоянно расширяемую его область применения -они могут использоваться, например, в биологии и медицине. Трущаяся пара из лейкосапфира характеризуется самым низким коэффициентом трения, что позволяет применять его для таких задач как протезирование, изготовление хирургический скальпелей и т.д. [1]

Наряду со столь великолепными механическими и физическими свойствами лейкосапфир имеет сложности в обработке. Высокая твердость (по шкале Мооса 9) ограничивает область применяемых материалов и инструментов, а так же время для его обработки, как облицовочной, так и в области нанесения специальных меток. Известно, что для внешней обработки обычно применяют специальные сверхтвердые абразивы, а для нанесения специальных маркировок одно из наиболее перспективных способов – лазерную обработку. Именно этот способ нанесения маркировки и выбран для дальнейшего исследования.

При обработке кристаллов лазером в основе лежит механизм разрушения. Параметры лазера и формируемая в пучке энергия определяется для конкретного типа лазера исходя из требуемого порога разрушения. Именно этот параметр играет определяющую роль при лазерной маркировке кристалла.

Теоретические основы разрушения

На основании имеющихся данных в литературе [2,4] нельзя сделать однозначный вывод о конкретном механизме разрушения, происходящем в кристалле лейкосапфира, поскольку с момента возникновения лазерной обработки для разрушения прозрачных тел - было предложено несколько теорий, объясняющих механизм этого эффекта. В прозрачных диэлектриках основными считают следующие механизмы разрушения [2]:

- тепловые (джоулевые 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.

Однако до сих пор нет определенной теории механизма лазерного разрушения, т.к. теоретические расчеты не всегда совпадают с экспериментальными данными. В частности, объяснение разрушения механизмом лавинной ионизации кристаллической матрицы вряд ли можно считать вполне адекватным, поскольку имеется значительный (до 100 раз) разброс в экспериментальных значениях величины порога. Такой разброс, по-видимому, указывает на существенную роль примесей или структурных дефектов в механизме лазерного разрушения лейкосапфира. В данной работе проводились эксперименты по нахождению пороговых условий разрушения монокристалла лейкосапфира и объяснялись результаты теорией некоторых механизмов разрушения, основанных на поглощении лазерного излучения примесными центрами. Как будет показано далее, расчеты по рассмотренным механизмам разрушения наиболее качественно согласуются с экспериментальными данными.

Экспериментальная часть

Объектом исследования был выбран монокристалл лейкосапфира, выращенный методом Вернейля с содержанием примесей титана около 0,0001%. Согласно [3] на рисунке 1 показано распределение включений титана в кристалле, наблюдаемое в ультрамикроскопе.

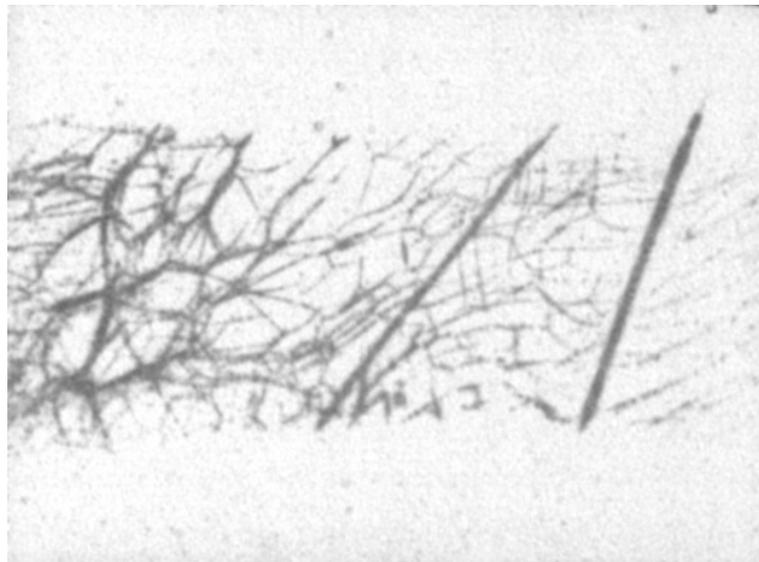


Рис. 1. Распределение включений титана в кристалле лейкосапфира, наблюдаемое в ультрамикроскопе.

Исследуемые образцы кристалла представляли собой кубики с гранью размером 10мм. Коэффициент пропускания для данного образца представлен на рис. 2. [5]

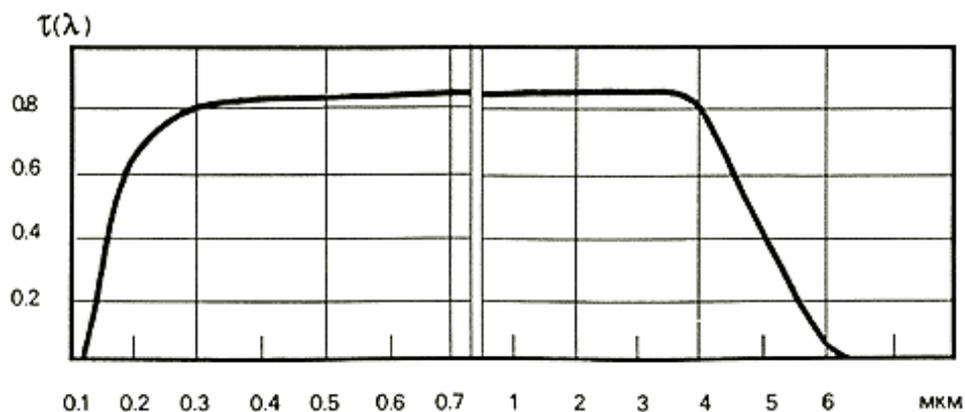


Рис. 2. Спектр пропускания лейкосапфира. Толщина образца 10мм.

Объемное разрушение образцов изучалось под воздействием одноименного излучения Nd:YVO_4 лазера с длиной волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ (2 гармоника) и длительностью импульса τ_n порядка 6 нс . Лазерный луч фокусировался в глубине исследуемого образца с диаметром в фокусе $d_f \sim 20 \text{ мкм}$. Порог разрушения кристаллов подбирался экспериментальным путем варьирования плотности энергии.

В результате эксперимента было установлено, что минимально возможное разрушение кристалла лейкосапфира достигается при энергии в импульсе $E_n = 0.3 \text{ мДж}$. Это значение соответствует пороговой плотности мощности лазерного излучения:

$$I_n = \frac{(1 - T)E_n}{\tau_n \cdot \pi \cdot \left(\frac{d_f}{2}\right)^2} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$$

где T — коэффициент пропускания (при $\lambda = 532 \text{ нм}$ $T = 0.8$).

При таких параметрах лазерного излучения в образце кристалла появлялись микроразрушения (рис. 3) размером $0.02 - 0.03 \text{ мм}$. При уменьшении энергии в импульсе примерно на 3% наблюдалось, что не все импульсы образовывали микроразрушения.

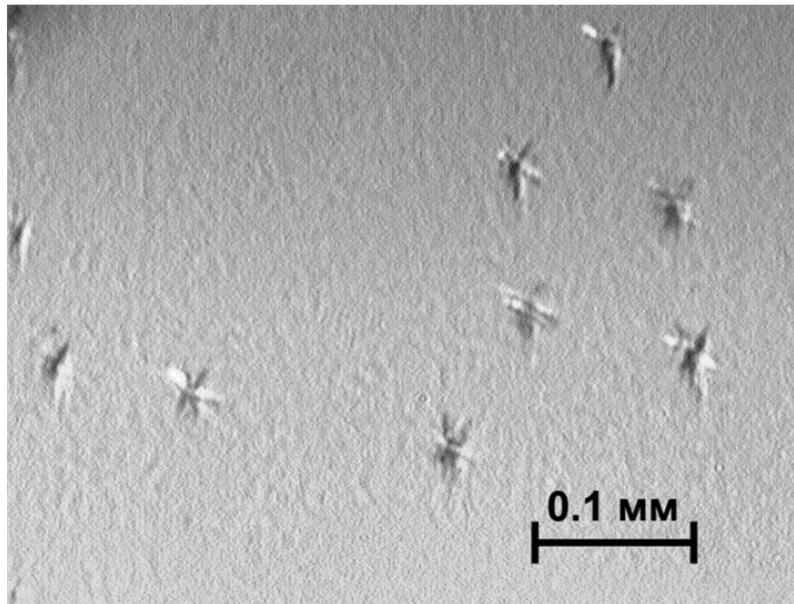


Рис. 3. Микроразрушения в образце лейкосапфира при плотности мощности лазерного излучения около $4 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$.

Расчетная часть

Рассмотрим более подробно механизмы разрушения, которые описывают такую модель разрушения:

а) Механизм связанных электронно-возбужденных состояний. Согласно [4] данная теория оптического разрушения основана на поглощении лазерного света на некоторых примесных центрах. Также предполагается, что концентрация примесных центров достаточно мала, при которых локальная температура выбранного центра слабо зависит от наличия других центров.

Как известно, электронное возбуждение может исчезнуть как радиационное со скоростью

$$v_R = v_{RS} + \sigma I / \epsilon, \quad (1)$$

где v_{RS} - вероятность спонтанного излучения фотона с энергией ϵ ;

σ - сечение поглощения этого фотона;

I - плотность потока энергии лазерного излучения, $[I] = \text{кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, так и безызлучательно со скоростью

$$v(T) = B \exp(CT), \quad (2)$$

где B и C – постоянные.

Безызлучательные электронные переходы представляют собой как бы источники тепла, вероятность перехода в которых равна $v/(v + v'_R)$. Здесь $v'_R = v_R + \sigma I/\epsilon$. Температура любого центра в начальный момент времени равна $T_0 = T(\epsilon = 0, r = a)$, где a - радиус центра.

Температура в начале деструкции вещества равна $T = T_0 + \delta T$, где $T_0 \gg \delta T$, $\delta T = \delta T(t, r)$ – приращение температуры. Полагая в формуле (1) $C \cdot \delta T \ll 1$, получаем $v(T(t)) = v(T_0)(1 + C \cdot \delta T)$. С учетом этого величина δT определяется из следующего уравнения

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} = a_t \Delta \delta T + (\alpha + \beta \delta T)(f(r)) \quad (0 \leq t \leq r) \quad (3)$$

Здесь $a_t = k/c\rho$ – температуропроводность (k – коэффициент теплопроводности, c – теплоемкость, ρ – плотность вещества);

$$\alpha = \frac{I\sigma}{c_{\text{ц}}\rho_{\text{ц}} \frac{4}{3}\pi a^3 v(T_0) + v'_R} v(T_0);$$

где индекс «ц» указывает на принадлежность центру;

$$\beta = \frac{\alpha v'_R}{v(T_0) + v'_R} C;$$

$f(r) = 1$, если $r \leq a$, и $f(r) = 0$, если $r > a$. Из уравнения (3) можно найти

$$\delta T(r = a, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{y-i\infty}^{y+i\infty} \frac{\alpha \left[1 - e^{-a\sqrt{\frac{\beta}{k}}} \left(1 + a\sqrt{\frac{\beta}{k}} \right) \right]}{\beta \left(\beta - \beta \left[1 - e^{-a\sqrt{\frac{\beta}{k}}} \left(1 + a\sqrt{\frac{\beta}{k}} \right) \right] \right)} d\beta e^{\beta t}, \quad (0 \leq t \leq r) \quad (4)$$

Из полученного выражения (4) видно, что условие возникновения теплового взрыва возможно при $a\sqrt{\beta/k} \sim 1$, т.е. когда тепло не успевает отводиться от примесного центра. Отсюда значение интенсивности лазерного излучения, при котором происходит оптическое разрушение, равно

$$I_{\text{п}} = \frac{\pi a k (v(T_0) + v'_R)^2}{\sigma v(T_0) v'_R} \frac{1}{C} \frac{c\rho}{c_{\text{ц}}\rho_{\text{ц}}} \quad (5)$$

Отсюда становится понятно, что пороговая плотность мощности лазерного излучения не зависит от концентрации примесных центров. На основании данной теории оценим ее применимость к данному материалу. Для монокристалла лейкосапфира с коэффициентом теплопроводности $k = 27.21 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$, где в

качестве поглощающих частиц выступают примеси титана с физическими свойствами $c_{\text{т}} = 5.2 \cdot 10^2 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$; $\rho_{\text{т}} = 4.5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $a = 10^{-5} \text{ см}$, сначала необходимо рассчитать значения сечения поглощения. Т.к. размеры частиц во много раз меньше длины волны поглощения, то для определения сечения поглощений воспользуемся следующими соотношениями [6].

— для металлической частицы с плохой проводимостью

$$\sigma = \frac{12\pi\Omega a^3 \epsilon}{c} \left(\frac{1}{|\epsilon|^2} + \frac{\Omega^2 a^2}{90c^2} \right) \quad (6)$$

— для металлической частицы с хорошей проводимостью

$$\sigma = 6\pi a^2 \epsilon^{-1/2} \quad (7)$$

где Ω — частота поглощаемого излучения (для длины волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ $\Omega = 5.6 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$), c — скорость света, $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ — диэлектрическая проницаемость среды (ϵ' — диэлектрическая проницаемость параллельно оси, ϵ'' — диэлектрическая проницаемость перпендикулярно оси). Для лейкосапфира $\epsilon' = 11.5$, $\epsilon'' = 9.4$. Т.к. титан обладает плохой проводимостью, то из соотношения (6) имеем $\sigma = 2.9 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$.

Таким образом, полагая, что $v(T) \approx v'_{R,1}/c \approx 300^\circ\text{K}$ [7], $c\rho \sim c_{\text{т}}\rho_{\text{т}}$, то

согласно выражению(5) пороговая плотность мощности составляет

$$I_{\text{п}} = 2.8 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2.$$

б) Модель теплового разрушения, учитывающая температурные зависимости теплофизических параметров частиц и сред.

Согласно [8] модель учитывает изменение таких параметров, как коэффициент оптического поглощения включений, теплоемкость и теплопроводность включений и окружающей матрицы при столь высоких значениях температуры ($\sim 10^4$). Был описан анализ теплового механизма лазерного разрушения с учетом указанных зависимостей, как для поглощающих включений, так и для окружающей матрицы. Процесс нагрева поглощающей частицы описывался уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial(c\rho)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k \frac{\partial t}{\partial r} \right) + Q(I, T), \quad (7)$$

где c, ρ, k — теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности, различные для вещества включения и окружающей матрицы и зависящие от температуры; $Q(I, T)$ — мощность тепловых источников в частице, зависящая от интенсивности лазерного излучения I и температуры T .

Для температурной зависимости $Q(T)$ и $k(T)$ были взяты аппроксимации, реализующиеся для ряда диэлектриков и металлов в области температур $>300\text{K}$:

$$Q(I, T) = Q(I) \exp\left(\xi \frac{T - T_0}{T_0}\right), \quad (8)$$

$$k(T) = \frac{d}{T}$$

где T_0 — начальная температура образца, ξ — параметр температурной нелинейности коэффициента поглощения вещества включения, d — константа вещества включения или основного материала.

Решение уравнения (7) показывает, что процесс нагрева включений носит во времени сильно нелинейный — взрывной характер. Это позволило определить пороговую мощность разрушения тепловых источников, возникающих во включениях:

$$Q_{\text{п}} = \frac{2d \ln \xi}{a^2 \beta \xi - 1} \quad (9)$$

где a – размер частицы включения,

$$\beta = \frac{1}{3} \left(1 + 2 \frac{d_1}{d_2} \right)$$

индексы 1 и 2 относятся к веществу частицы и окружающей матрицы соответственно. Это выражение справедливо для лазерных импульсов длительности $\tau_{\text{л}} \gg \tau_{\text{x}}$, где $\tau_{\text{x}} = c_1 \rho_1 a^2 / k_1$ – характерное время распространения тепла в частице.

При коротких лазерных импульсах ($\tau_{\text{л}} \ll \tau_{\text{x}}$) из уравнения (1) получаем, что

$$Q_{\text{п}}(I) = \frac{c_1 \rho_1 T_0}{\xi \tau_{\text{л}}} \left\{ 1 - e^{-\xi \left(\frac{T_{\text{к}}}{T_0} - 1 \right)} \right\} \quad (10)$$

где $T_{\text{к}}$ – некоторая критическая температура, при которой происходит разрушение материала.

Пороговая интенсивность лазерного излучения $I_{\text{д}}$, которая приводит к разрушению материала, может быть определена из отношения

$$Q_{\text{п}} = \frac{\sigma I_{\text{д}}}{V} \quad (11)$$

где σ – сечение поглощения частицей объема V .

Применение данной теории представляет собой простые оценочные расчеты, т.к. $T_{\text{к}} \gg T_0$ и при относительно малом параметре температурной нелинейности коэффициента поглощения вещества включения (для металлов $\xi \approx 0.1$) не требуется знание конкретных величин критических температур и выражение (9) может быть представлено в следующем виде:

$$Q_{\text{п}}(I) = \frac{c_1 \rho_1 T_0}{\xi \tau_{\text{л}}} \quad (12)$$

Оценим применимость данной теории к исследуемому образцу лейкосапфира. Т.к. характерное время распространения тепла в частице $\tau_{\text{x}} = 3.5 \cdot 10^{-8}$, что больше длительности импульса, то расчет необходимо вести относительно выражения (10), а точнее относительно (12). Тогда расчетное значение пороговой интенсивности лазерного излучения при $T_0 = 300 \text{ К}$ и $\xi = 0.1$ равно $I_{\text{д}} = 5 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}^2$.

Выводы

1. По проведенным результатам эксперимента и рассмотрению двух механизмов лазерного разрушения, основанных на примесных включениях, результаты которых с достаточной точностью подтверждают практические данные, можно сказать, что данные теории применимы для расчета пороговых условий разрушения кристаллов лейкосапфира. Также можно сказать, что в механизме лазерного разрушения кристаллов лейкосапфира существенную роль играют включения.

2. Отсутствие микроразрушений кристалла от некоторых импульсов, наблюдаемое при уменьшении энергии в импульсе на 3%, объясняется неравномерностью распределения примесей титана, а также, возможно, нестабильностью излучения лазерной установки.

3. В целом можно сказать, что на лазерной установке, которая применялась в данной работе, возможна объемная маркировка лейкосапфира, в том числе и нанесение скрытых изображений. Так, например, на рис. 4 показано изображение числа «26», нанесенное точечными микроразрушениями в объеме кристалла лейкосапфира.

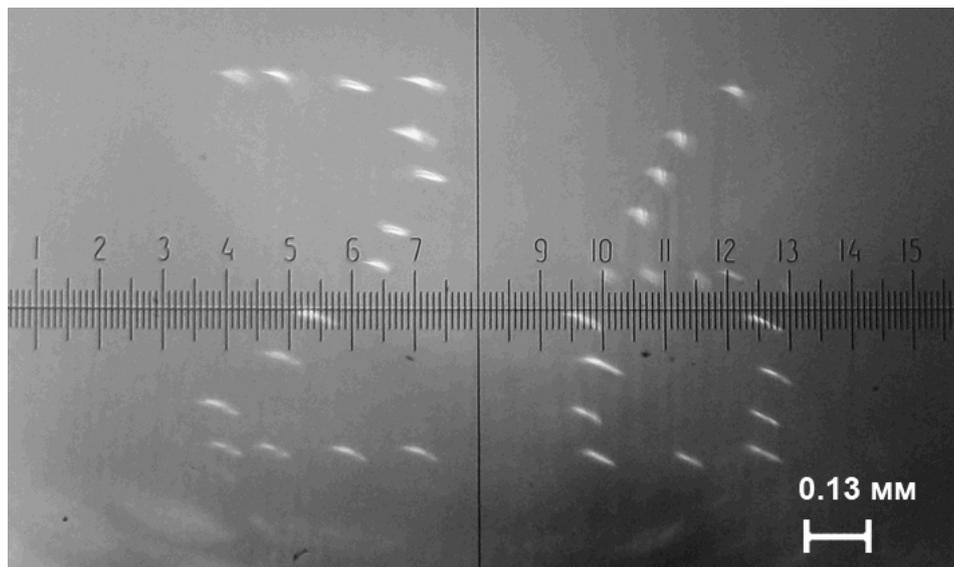


Рис. 4. Изображение числа «26» в лейкосапфире, полученное лазерным излучением.

Это изображение незаметно невооруженным глазом при дневном свете, но заметно при наблюдении в проходящем одноволновом свете. Для достижения абсолютной невидимости изображения, возможно, необходимо применение лазера с более короткой длиной волны и меньшей длительностью импульса.

Литература

1. Багдасаров Х.С. Выращивание тугоплавких монокристаллов для лазеров и других применений. // Научное сообщение.
2. Стрекалов В.Н. Механическое разрушение прозрачных диэлектриков сфокусированным лазерным излучением. // Письма в ЖТФ. – 2000, Т.26. - №24.
3. Акуленок К.М., Данилейко Ю.К. К механизму разрушения кристаллов рубина лазерным // Письма в ЖТФ – 1972, Т. 16. Вып. 6. – С. 336—339.
4. Макшанцев Б.И., Леонов Р.К. О разрушении прозрачных диэлектриков лазерным излучением. // Письма в ЖТФ. – 1971, Т.14. – С. 175-178.
5. Каминский А.А. Лазерные кристаллы. – М.: Наука, 1975. – 256 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Гостехиздат, 1957.
7. Толкачев В.А., Борисевич Н.А. Люминесценция – Сб.:16, 1963.
8. Маненков А.А., Прохоров А.М. Лазерное разрушение прозрачных твердых тел // УФН – 1986, Т. 148. Вып. 1. – С. 179—211.