

**С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, Е.О. Семенчук**  
УО «Гродненский государственный университет имени Янки Купалы,  
Гродно, Беларусь

## **МЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ЕГО ПОВЕРХНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА**

Целью работы является определение основного механизма формирования кратера при воздействии лазерного излучения на поверхность ПММА.

### **1. Методика исследований и экспериментальная установка**

Излучение рубинового лазера ГОР-100М, работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса  $\tau \sim 1,2$  мс, длина волны  $\lambda = 0,694$  мкм), пройдя через фокусирующую систему, направлялось на образец, располагавшийся либо в вакуумной камере, либо в кювете с водой. В качестве фокусирующих применялись как однолинзовые, так и двухлинзовые системы, которые позволяли строить

изображение диафрагмы на поверхности образца. Это позволяло получать на поверхности мишени однородное пятно фокусировки излучения с резкими границами. Диаметр  $D$  полученного таким образом пятна излучения с резкими краями варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм. Энергия лазерных импульсов  $E_0$  варьировалась в пределах от 5 до 60 Дж.

Для изучения пространственной и временной эволюции зоны лазерного разрушения в ходе воздействия ЛИ на образец использовался метод скоростной голографической кино съемки [1]. Образец помещался в одно из плеч интерферометра Маха-Цендера. Интерферометр освещался излучением рубинового лазера ( $\lambda = 0,694$  мкм), работавшего в режиме свободной генерации. Длительность импульса излучения зондирующего лазера составляла  $\sim 400$  мкс. Селекция поперечных мод зондирующего лазера осуществлялась диафрагмой, помещенной внутрь резонатора, а продольных – эталоном Фабри-Перо, использовавшимся в качестве выходного зеркала. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор, позволявший получать параллельный световой пучок диаметром до 3 см, что было вполне достаточно для наблюдения за развитием зоны лазерного разрушения в прозрачном диэлектрике, за ростом кратера, изменением плотности и температуры вещества в неупругой зоне, а также за процессами, протекающими в газе и плазменном облаке вблизи мишени. Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М, плоскость фотоплёнки в которой была сопряжена с меридиональным сечением воздействующего на образец лазерного луча при помощи объектива. Скоростная камера работала в режиме лупы времени. Угол голографирования ограничивался конструкцией камеры и был равен  $\sim 10^{-2}$  рад, что соответствует фотографической разрешающей способности  $\sim 16$  лин/мм. Полученные отдельные кадры голограмм сфокусированных изображений обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс (время экспозиции одного кадра) и пространственное разрешение по полю объекта  $\approx 50$  мкм. Дифракционная эффективность голограмм позволяла в стационарных условиях восстанавливать и регистрировать интерференционные и теневые картины исследуемого процесса. Погрешность измерений показателя преломления и связанных с ним величин определялась точностью регистрации смещённых полос на восстановленных интерференционных картинах и не превышала  $\sim 10\%$  при доверительной вероятности 95 %.

## 2. Особенности разрушения ПММА при различных режимах лазерного воздействия

Динамика лазерного разрушения образца из ПММА, окруженного воздухом, находящимся в «нормальных» условиях (температура  $\sim 300$  К, давление  $\sim 10^5$  Па) достаточно подробно описана в работах [2, 3]. Временные зависимости диаметра  $d_l$ , глубины  $h_l$  и объема  $V$  кратера имеют нелинейный характер. Рост размеров кратера сначала осуществлялся преимущественно за счёт увеличения его диаметра  $d$ , а затем, когда  $d$  достигает размеров  $\sim 1,5 D$ , начинается "трёхмерный" рост кратера. При этом на первой стадии объём  $V$  изменяется по закону

$$V = F \exp[C(E - E_0)], \quad (1)$$

где  $E_0 \approx 7$  Дж ;  $C \approx 0,2$  Дж<sup>-1</sup> и  $F = 0,05$  мм<sup>3</sup>, а на второй стадии – по закону

$$V = V_b + A(E - E_0)^\alpha, \quad (2)$$

где  $\alpha \approx 1,5$ ;  $A \approx 2$  мм<sup>3</sup>/Дж<sup>3/2</sup>;  $V_b \approx 0,5$  мм<sup>3</sup> (последняя величина определяется объёмом  $V$ , при котором происходит смена режима изменения объёма).

Вышесказанному можно дать следующее объяснение. Вначале рост кратера происходит за счет однородного (и слабого) поглощения лазерного излучения в прозрачной среде. ПММА быстро размягчается, затем образуется паровой (далее пароплазменный) факел, размеры которого превышают диаметр пятна фокусировки. Происходит разогрев поверхности мишени за счет теплопередачи от пароплазменного факела, что и способствует увеличению диаметра кратера.

Также резкость границ светового пучка приводит к большому  $|\text{grad } T|$  по периметру пятна фокусировки. В то же время прозрачность среды приводит к малому  $|\text{grad } T|$  в направлении оси  $z$ . Поскольку поток тепловой энергии  $g_t \sim -\text{grad } T$ , то более интенсивно нагревается периферийная (по отношению к оси системы) часть поверхности образца. При этом, так как масса испарённого вещества

$$\Delta m = \rho h \Delta S = \Delta g_t / \beta \sim \Delta E S / L_b,$$

где  $L_b$  – удельная теплота парообразования, имеем:  $S \sim \exp E / (\rho h L_b)$ , что при почти постоянном  $h_l$  (так как компонента  $\text{grad } T$ , направленная вдоль оси  $z$ , мала) хорошо согласуется с уравнением (1).

На второй стадии роста кратера поглощение лазерного излучения по оси  $z$  уже сильно размягченного и менее прозрачного ПММА увеличивается. Кроме того, после выхода границ зоны испарения за пределы пятна фокусировки излучения градиент температуры по его пе-

риметру уменьшается и со временем происходит выравнивание градиента по всему профилю кратера. Поток тепла по всем направлениям также выравнивается, и испарение становится трёхмерным. Наступает вторая стадия процесса, на которой  $\Delta d \sim \Delta h$ . Если считать кратер сферическим сегментом (для неглубоких кратеров, образующихся в таких экспериментах  $h_1 \ll d_1$ ), что допустимо в первом приближении, то  $\Delta V = 4\pi R^2 \Delta R$ , где  $R$  – радиус кривизны кратера.

Поскольку для процессов, обладающих осевой симметрией (а описанный процесс такой симметрией обладает),  $R \sim E^{1/2}$ , то имеем  $V \sim E^{3/2}$ , что хорошо согласуется с уравнением (2).

Принципиально иная картина наблюдается при воздействии импульсного лазерного излучения с аналогичными параметрами на образец из ПММА, окруженный воздухом при давлении  $\sim 10^{-5}$  Па (рисунок 1).

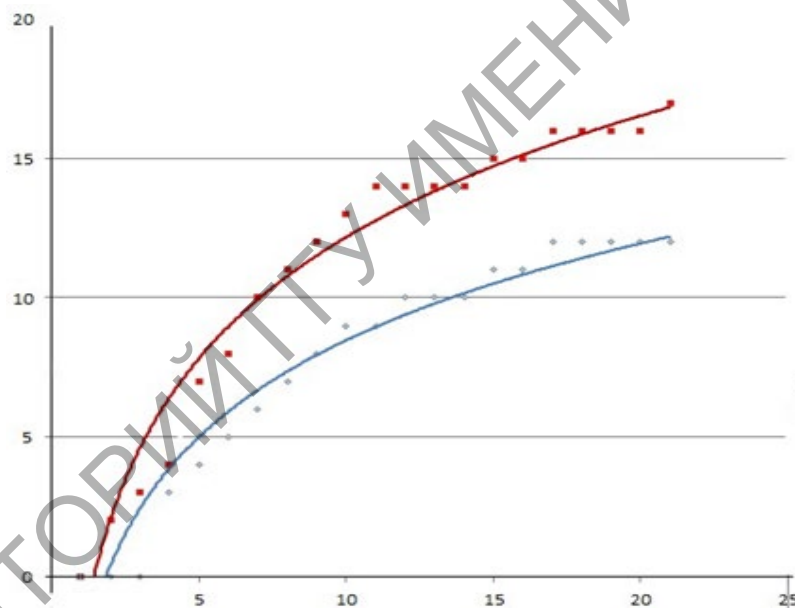


Рисунок 1 – Временные зависимости глубины и ширины образовавшегося кратера под действием лазерного излучения на образец из ПММА с заранее нанесенным на его поверхность черным пятном

Для получения кривых использованы восстановленные с голограмм прямотеневые картины необратимо измененных зон, образовавшихся при воздействии лазерного излучения на образец из ПММА при пониженном давлении окружающего мишень воздуха. Видно, что в данном случае на поверхности облучаемого образца образования макроскопической (видимой) зоны разрушения первоначально не

наблюдается. Лазерное излучение беспрепятственно проходит вглубь образца и поглощается на неоднородностях (дефектах) материала, как при лазерном пробое в стекле и других прозрачных аморфных силикатах, а также кристаллах [4, 5]. В результате внутри образца возникают и увеличиваются в размерах видимые зоны разрушения (каверн). При этом первоначально развивается каверна на большем (более грубом) дефекте вдали от облучаемой поверхности. Параллельно начинает формироваться каверна и на меньшем дефекте, расположенном ближе к облучаемой поверхности. С течением времени «ближний» дефект начинает «затенять» (экранировать) дальний, и его рост замедляется. Если «ближний» дефект «выходит на поверхность», в «точке выхода» начинается развитие кратера. Если «ближняя» каверна располагается достаточно далеко от облучаемой поверхности, она на поверхность не «выходит», и кратер не образуется.

Аналогичная картина наблюдается и при воздействии лазерного излучения на образец из ПММА, расположенный в воде (рисунок 2).

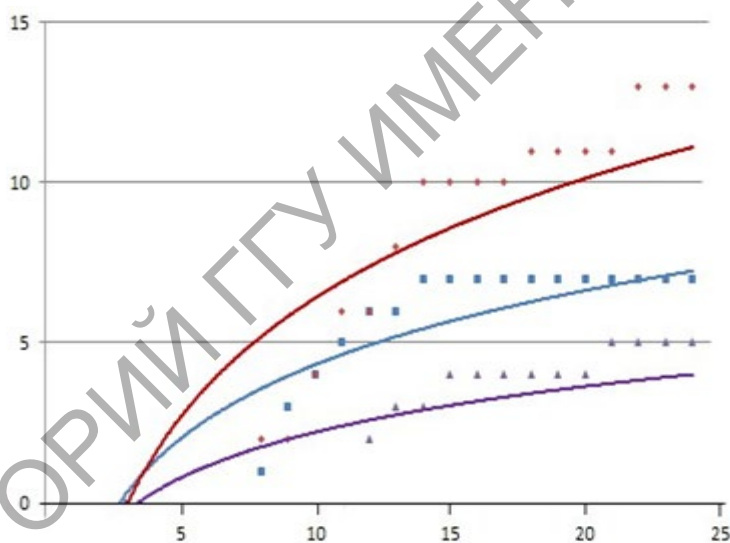


Рисунок 2 – Временные зависимости размеров каверн и кратера, образовавшихся под действием лазерного излучения на нечерненный образец из ПММА, расположенный в жидкости

### Выводы

При расположении облучаемого образца в камере с пониженным давлением и в воде излучение лазера свободно проникает вглубь материала, что позволяет формироваться очагам пробоя в объеме образца на дефектах и неоднородностях. При этом развитие каверн, расположенных ближе к облучаемой поверхности, препятствует развитию более удаленных каверн (экранировка).

Таким образом, в вакууме и в воде (т.е. при отсутствии доступа кислорода), кратер, не образуются. Следовательно, основным механизмом образования кратера на поверхности полиметилметакрилата является горение пластика.

### Литература

1. Барихин, Б.А. Скоростная голографическая киносъемка лазерной плазмы / Б.А. Барихин, А.Ю. Иванов, В.И. Недолугов // Квантовая электроника. – 1990. – Т. 17, № 11 – С. 1477–1480.
2. Васильев, С.В. Динамика роста кратера и формирования упругих волн при действии на поверхность прозрачного диэлектрика миллисекундного лазерного импульса / С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, В.И. Недолугов // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21, № 4 – С. 324–328.
3. Иванов, А.Ю. Акустическая диагностика процесса лазерной обработки материалов / А.Ю. Иванов. – Гродно: ГрГУ, 2007. – 280 с.
4. Ранние стадии развития лазерного разрушения в стекле / И.И. Ашмарин [и др.] // ФТТ. – 1974. – Т. 16, № 1. – С. 246 – 248.
5. Лазерный пробой в кристаллическом аргоне как модель высокоэнергетических быстропротекающих процессов / И.И. Ашмарин [и др.] // Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6, № 1. – С. 86–91.