

ОСОБЕННОСТИ ДВУХСТАДИЙНОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ИХ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ

С.В.Васильев, А.Ю.Иванов, В.И.Недолугов

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы

230023 Гродно, ул. Ожешко, 22

E-mail: ignat@grsu.grodno.by

Исследована динамика роста кратера при действии миллисекундного светового импульса со сложной временной формой на поверхность прозрачного диэлектрика, а также характеристики упругих волн, формирующихся в ходе указанного процесса. Показано, что эффективный рост кратера, возникающего при действии лазерного импульса длительностью не менее ~ 1 мс на поверхность прозрачного диэлектрика, продолжается не более 100 мкс. При этом сначала увеличивается площадь кратера, и только после того, как она более чем в 2 раза превысит размеры пятна фокусировки излучения, начинается трехмерный рост области разрушения. Динамика роста кратера определяется в основном испарительным механизмом: отдельные пикки воздействующего на мишень светового импульса не оказывают на нее влияния. В тоже время каждый подобный пичок порождает цуг акустических колебаний, удовлетворительно описываемый в рамках модели нагруженной области, излучающей волны в упругую среду.

В связи с расширением использования лазерной обработки материалов все более возрастает интерес к изучению процессов разрушения и деформации, возникающих при действии мощного светового импульса на поверхность твердого тела. Подобные исследования необходимы для выбора наиболее эффективных режимов технологических процессов, для создания новых методов диагностики и контроля. В настоящее время достаточно подробно изучены явления, протекающие в газах и плазменном облаке, формирующемся у поверхности мишени и в объеме облучаемого образца.

В тоже время имеется значительно меньше информации о процессах, протекающих на поверхности твердого тела, в том числе и о таких «первичных» и на первый взгляд тривиальных, как формирование кратера и неупругой зоны. Особенно мало данных имеется для случая воздействия на образец длинного (не менее 1 мс) светового импульса со сложной временной формой (именно такие импульсы характерны для твердотельных лазеров, работающих в режиме свободной генерации). Динамика же протекания подобных поверхностных процессов при действии светового потока не на металл, а на поверхность прозрачного диэлектрического образца, практически не изучена. А ведь любая оптическая деталь в экспериментах с использованием мощного лазерного излучения фактически является таким образцом!

Цель настоящей работы – исследование динамики роста кратера и изменения плотности неупруго деформированного вещества, а также формирования акустических волн при действии миллисекундного светового импульса со сложной временной формой на поверхность прозрачного диэлектрика.

Излучение рубинового лазера ГОР-100М, работавшего в режиме свободной генерации (что позволяло получать импульсы длительностью $\tau \approx 1,2$ мс с энергией E , варьировавшейся в пределах 5-50 Дж), пройдя через фокусирующую систему, направлялось на образец. В качестве фокусирующих использовались как однолинзовые, так и двух-

линзовые системы. Диаметр D , полученного таким образом пятна фокусировки, варьировался в ходе экспериментов от 1 до 2 мм.

Часть излучения лазера направлялась передней гранью стеклянного клина в измеритель энергии ИМО-2Н. Отраженное задней гранью клина излучение направлялось на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14, сигнал с которого подавался на вход осциллографа С8-13 и использовался для регистрации временной формы лазерного импульса.

Образец помещался в одно из плеч голографического интерферометра Маха-Цендера, который освещался излучением рубинового лазера, работавшего в режиме свободной генерации. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор, позволявший получать параллельный световой пучок диаметром ~ 3 см. Подобного поля зрения было вполне достаточно для наблюдения за ростом кратера, изменением плотности вещества в неупругой зоне, формированием и распространением в образце упругих волн, а также за процессами, протекавшими в газе и плазменном облаке вблизи мишени.

Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М, плоскость фотопленки в которой была сопряжена с меридианальным сечением воздействующего на мишень светового пучка. Камера работала в режиме лупы времени.

Полученные отдельные кадры голограммы сфокусированного изображения имели пространственное разрешение по полю объекта ~ 25 мкм, временное разрешение составляло ~ 1 мкс. Погрешность измерений показателя преломления и связанных с ним величин определялась точностью регистрации смещения полос на восстановленных интерференционных картинах и не превышало $\sim 10\%$.

К тыльной стороне облучаемого образца был прикреплен датчик давления, расположенный на оптической оси воздействующего лазера. Сигнал с датчика подавался на вход второго осциллографа С8-13, запуск которого был синхронизирован с запуском измерявшего временную форму лазерного импульса осциллографа.

В качестве элемента, регистрирующего давление в упругой волне, использовался датчик на основе пьезокерамики ЦТС-19 с устройством для компенсации отражений.

Воспользовавшись интерферограммами и решив уравнения Абея [1], мы получали поля распределения показателя преломления $n(z, r, t)$ и, в соответствии с формулой Лорентца-Лоренца [2], поля плотности. Получены также зависимости диаметра кратера d , его глубины h и объема V от времени. Получены зависимости конечных диаметра d_f , глубины h_f и объема V_f зоны разрушения от энергии действовавшего на поверхность ПММА светового импульса.

Обращает на себя внимание тот факт, что временные зависимости диаметра d , глубины h и объема V кратера являются гладкими и никак не "реагируют" на отдельные пикеты лазерного импульса $E(t)$. При этом $d(t)$, $h(t)$ и $V(t)$ оказываются близкими при одном и том же значении

$$E_t = \int_0^t E(\tau) d\tau,$$

независимо от формы $E(t)$ (последняя изменялась от импульса к импульсу случайным образом). Так же плавно перемещаются и поверхности равной плотности.

В то же время акустический сигнал имеет сложную форму, которая, как будет показано далее, зависит от $E(t)$. Очевидно, энергия отдельного пикета ($\sim 0,1$ Дж) даже при весьма значительной плотности мощности (~ 10 Мвт/см²) недостаточна для стимулирования сколько-нибудь заметного выброса массы вещества мишени, но вполне достаточна для существенного всплеска давления у поверхности облучаемого образца [3, 4].

Обращает на себя внимание и то, что при увеличении энергии воздействующего лазерного импульса E рост конечных размеров кратера сначала осуществляется за счет преимущественного увеличения его диаметра d_f , а затем, когда d_f достигает размеров $\sim$

$1,5D$, начинается «трехмерный» рост кратера. При этом на первой стадии объем V_f изменяется по закону

$$V_f = D \exp[C(E - E_0)], \quad (1)$$

где $E_0 \approx 7 \text{ Дж}$; $C \approx 0,2 \text{ Дж}^{-1}$ и $D = 0,05 \text{ мм}^3$, а на второй стадии – по закону

$$V_f = V_b + A(E - E_b)^\alpha, \quad (2)$$

причем $\alpha \approx 1,5$; $A \approx 2 \text{ мм}^3/\text{Дж}^{3/2}$, $V_b \approx 0,5 \text{ мм}^3$ (последняя величина определяется объемом V_f , при котором происходит смена режима изменения объема).

Существенно, что при достаточной для наблюдения обеих стадий энергии E зона разрушения и во времени изменяется таким же образом: сначала увеличивается её диаметр d и только при $d \sim 1,5 D$ наблюдается «трехмерный рост».

Подобный характер развития зоны разрушения определяется, на наш взгляд, распределением температуры $T(z, r)$ в облучаемом образце. Действительно, по периметру зоны разрушения градиент плотности и температуры существенно превышает $|\text{grad } \rho|$ и $|\text{grad } T|$ на оси системы (ось z), что вполне естественно, так как мы облучаем прозрачный образец световым пучком с резкими границами. Резкость границ приводит к большому $|\text{grad } T|$ на периметре пятна фокусировки. В то же время прозрачность среды приводит к практически однородному (и слабому) поглощению энергии в слоях с различными z и малому $|\text{grad } T|$ в этом направлении.

Поскольку поток тепловой энергии [5] $q \sim \text{grad } T$, то интенсивно нагревается именно периферийная (по отношению к оси системы) часть поверхности образца. По этой причине именно там и происходит интенсивное испарение. При этом, так как масса испаренного вещества

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

где β – удельная теплота парообразования, имеем

$$S \sim \exp(E / \rho h \beta),$$

что при почти постоянном h (компонента $\text{grad } T$, направленная вдоль оси z , мала), хорошо согласуется с уравнением (1).

После выхода границ зоны испарения за пределы пятна фокусировки излучения градиент температуры на его периметре уменьшается, и, в конце концов, происходит выравнивание градиента по всему профилю зоны разрушения. Поток тепла по всем направлениям также выравнивается, и испарение становится трехмерным. Наступает вторая стадия процесса, на которой $\Delta d \sim \Delta h$.

Если считать зону разрушения сферическим сегментом (для мелкого кратера $h \ll d$ – а именно такие и образовывались в наших экспериментах, это в первом приближении возможно [4]), то

$$\Delta V = 4\pi R^2 \Delta R,$$

где R – радиус кривизны зоны разрушения.

Поскольку для процессов, обладающих осевой симметрией (а наш процесс такой симметрией обладает), $R \sim E^{1/2}$ [6-9], то имеем $V \sim E^{3/2}$, что хорошо согласуется с выражением (2).

Следует отметить, что рост зоны разрушения практически заканчивается через $t_{\max} \sim 100 \text{ мкс}$ после начала воздействия излучения на вещество (напомним, что длительность импульса $\tau \sim 1,2 \text{ мс}$), причем $t_{\max}$ слабо зависело от E . Очевидно, для использовавшихся в данной работе плотностей мощности светового потока при $t > t_{\max}$ поглощаемой энергии уже не хватало для поддержания температуры парообразования на поверхности «разросшегося» кратера. При этом плазменное облако у поверхности мишени продолжало существовать – следовательно, локальное (и потому приводящее к существенно меньшему выносу массы) парообразование, по-видимому, продолжалось.

Известно [4], что при действии на твердое тело короткого ($\tau \leq 10 \text{ мкс}$) гладкого импульса в пределах глубины проникновения поверхностной упругой волны, т.е. на

расстоянии от облученной поверхности $l \sim 1$ см, временная зависимость σ_{zz} удовлетворительно описывается выражением [4, 10]

$$\sigma_{zz} \approx p_0 e^{-\xi t} \sin \omega_0 t, \quad (3)$$

причем ξ и ω_0 определяются радиусом кривизны неупругой зоны процесса, пропорциональным радиусу кривизны кратера R , и температурой T на границе неупругой зоны, а p_0 пропорционально максимальному давлению у поверхности мишени в ходе лазерного воздействия на образец [10, 11]. При этом, если $d \sim 1$ мм и $\omega_0 \sim 2 \cdot 10^6$ Гц, то $\xi \sim 5 \cdot 10^5$ с⁻¹.

Поскольку в рассматриваемых нами случаях все существенные изменения в неупругой зоне процесса происходят за времена значительно превышающие $1/\omega_0$, а интервал между соседними пиками $E(t)$ также в несколько раз превышает $1/\omega_0$, то можно предположить, что акустический сигнал $\sigma_{zz}(t)$ представляет собой суперпозицию слабых, подобных выражению (3).

$$\sigma_{zz} = \sum_{i=0}^N p_{0i} e^{\xi_i t} \sin[\omega_{0i}(t - \tau_i)] \theta(t - \tau_i), \quad (4)$$

причем p_{0i} пропорционально амплитуде пика; ξ_i и ω_{0i} определяются значением R в момент воздействия пика на мишень (T на границе неупругой зоны считаем постоянным, так как по мере продвижения фронта T меняются размеры самой неупругой зоны); τ_i — время от начала воздействия до прихода на мишень i -го пика; N — число пиков;

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases}.$$

Для проверки правильности данной гипотезы был использован количественный критерий коррелированности функции [12]. Расчеты показали, что вероятность случайного совпадения компоненты тензора σ_{zz} , рассчитанной по формуле (4), не превышает 8%. Если же для расчета σ_{zz} , формируемого каждым пиком, использовать не приближенное выражение, а более точное [4], то получим $P(|r| \geq r_0) \leq 4,7\%$.

В связи со сложностью исследуемых процессов полагаем, что подобные результаты с достаточной степенью достоверности подтверждают изложенную выше гипотезу.

Список литературы.

1. Островский Ю.И., Бутусов М.М., Островская Г.В. Голографическая интерферометрия (М.: Наука, 1977).
2. Аbruков С.А. Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей (Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1963).
3. Голубь А.П. и др. ЖТФ, 51, 2 (1981).
4. Иванов А.Ю., Недолугов В.И. Квантовая электроника, 16, 1801 (1989).
5. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Гидродинамика (М.: Наука, 1988, с. 271).
6. Ашмарин И.И. и др. Квантовая электроника, 6, 1730 (1979).
7. Ашмарин И.И. и др. Квантовая электроника, 15, 393 (1988).
8. Мюллер Р.А., Мерфи Дж.Р. В кн.: Подземные и подводные взрывы (М.: Мир, 1974).
9. Романов А.Н. Особенности действия крупных подземных взрывов (М.: Недра, 1980).
10. Быковский Ю.А. и др. Квантовая электроника, 17, 1314 (1990).
11. Быковский Ю.А., Иванов А.Ю. Квантовая электроника, 16, 308 (1989).
12. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных (М.: Мир, 1989).