

РАЗВИТИЕ ЛАЗЕРНОЙ ТРЕЩИНЫ ПРИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ОБЛУЧЕНИЯ

Г. Я. Глауберман, С. В. Кондрашов, Н. Ф. Пилипецкий,
С. Ю. Саванин, В. В. Шкунов

(Москва)

Хорошо известно, что при воздействии лазерного импульса длительностью $\tau_{\text{л}} \sim 10^{-3}$ с и плотностью мощности q , превышающей порог разрушения $q_{\text{п}} \sim 10^5$ Вт/см², в объеме полимерных стекол образуются дискообразные трещины [1,2]. В этом случае трещины возникают в результате внутреннего микровзрыва, поглощающего свет включения с образованием микротрещины [3]. Дальнейшее ее развитие происходит за счет расклинивающего действия газа, образующегося в лазерной термодеструкции полимера [4]. При этом энергия на испарение полимера подводится за счет поглощения излучения газом трещины [4], а газовые частицы испаряются с поверхности трещины.

В настоящей работе исследован режим роста трещины из микротрещины при импульсно-периодическом воздействии маломощного сфокусированного лазерного пучка. В этом режиме рост трещины 2 сопровождается возникновением волны поглощения 1 [5, 6], распространяющейся навстречу лазерному пучку 3 по каустике (рис. 1, а), причем образование газовых частиц происходит не на ограничивающих трещину поверхностях, а в облучаемом кончике волны поглощения. Яркая температура, измеренная фотографическим методом, достигла в области протекания лазерного пиролиза (в кончике волны поглощения) 1200 К.

Исследования проводились с использованием импульсно-периодического лазера ЛТИПЧ-8 на образцах ориентированного полиметилметакрилата [7]. Рост трещины снимался на киноплёнку. На рис. 1, б приведены зависимости диаметра трещины D и размера волны поглощения l от времени облучения при частоте следования импульсов 50 Гц и средней мощности $6 \cdot 10^{-2}$ Вт. Оказалось, что размер трещины увеличивается со временем по закону $D \sim \sqrt{t}$ (линия 1), тогда как длина волны поглощения растет со временем линейно ($l \sim t$) (линия 2). Отклонение от этих зависимостей при больших временах связано, видимо, с выходом волны поглощения за пределы каустики пучка, приводящим к снижению интенсивности облучающего излучения.

Линейное нарастание длины волны поглощения со временем при постоянном ее сечении дает основание считать, что за один лазерный импульс образуется одна и та же порция газовых частиц ΔN , пропорциональная энергии импульса ε : $\Delta N = \varepsilon/H$, H — эффективная энергия, необходимая на образование одной газовой частицы [8]. Найдем связь изменения диаметра трещины за импульс ΔD с количеством частиц ΔN . Будем считать, что в пределах одного лазерного импульса трещина растет, оставаясь в состоянии предельного равновесия, т. е. коэффициент интенсивности напряжений в кончике трещины $K = p\sqrt{D}$ (p — давление газа, D — диаметр трещины) постоянен и равен модулю сцепления,

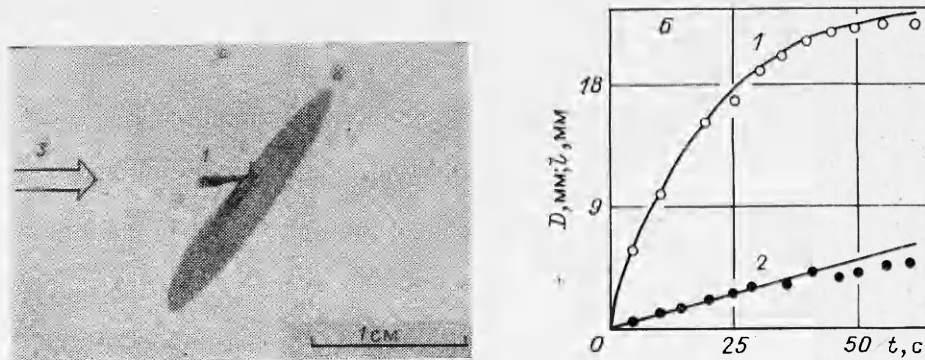


Рис. 1

K^* [9]. Тогда, используя известное соотношение $V = \xi D^3 p$ [10], связывающее объем трещины с ее диаметром и давлением в ней, получим закон роста трещины за один лазерный импульс: $p^5 V = \text{const}$.

Для газа в трещине примем уравнение состояния в виде $pV = NkT$, где T — температура газа, N — число частиц *. Скорость образования газовых частиц dN/dt связана с мгновенной мощностью лазерного импульса W соотношением $dN/dt = W/H$. Отсюда, используя закон роста трещины, имеем (в предположении изотермичности процесса)

$$(1) \quad p_{n+1} = p_n \left(1 + \frac{\Delta N}{N_n}\right)^{-1/4}, \quad V_{n+1} = V_n \left(1 + \frac{\Delta N}{N_n}\right)^{5/4}, \quad D_{n+1} = D_n \left(1 + \frac{\Delta N}{N_n}\right)^{1/2},$$

где индексы n и $n + 1$ относятся к значениям величин в начале и в конце воздействия лазерного импульса соответственно. Поскольку относительные приращения числа частиц в газовой фазе $\Delta N/N$ и диаметра трещины $\Delta D/D$ за один импульс малы, можно, используя последнее из соотношений (1), составить искомую связь

$$(2) \quad \Delta D = \frac{1}{2} D_0 \frac{\Delta N}{N_0}.$$

Для объяснения полученных экспериментальных результатов в рамках данной модели необходимо предположить, что количество газовых частиц в трещине между лазерными импульсами не меняется. Это справедливо, если отводимая за счет теплопроводности в окружающую трещину среду мощность, определяющая скорость конденсации газа, много меньше средней мощности лазерного излучения, управляющей скоростью газообразования. Такое ограничение накладывает жесткие условия на разницу температур ΔT газа и окружающего полимера: $\Delta T \ll \epsilon v \sqrt{\chi t} / \kappa \pi D^2$, где v — частота следования импульсов, χ — коэффициент температуропроводности, κ — коэффициент теплопроводности, t — время облучения. Для характерных условий нашего эксперимента ограничение имеет вид $\Delta T < 100^\circ\text{C}$. Причина низкой температуры расклинивающего газа, видимо, — охлаждение газа при его диффузии в пористой среде волны поглощения.

Отсутствие релаксации числа газовых частиц между лазерными импульсами позволяет переписать соотношение (2) в виде дифференциального уравнения

$$\frac{dD}{D} = \frac{1}{2} \frac{dN}{N},$$

решение которого имеет вид

$$(3) \quad D = D_0 \sqrt{1 + \frac{\epsilon v t}{HN_0}}.$$

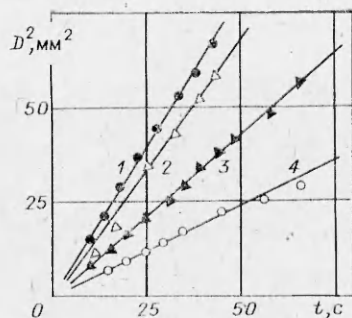
Здесь D_0 и N_0 — диаметр и число частиц в начальной микротрещине.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости квадрата диаметра трещины D^2 от времени t для $\epsilon = 2,5 \cdot 10^{-3}$; $3,5 \cdot 10^{-3}$; $2,5 \cdot 10^{-3}$; $2,5 \cdot 10^{-3}$ Дж и $v = 50$; 25 ; 25 ; $12,5$ Гц (линии 1—4 соответственно).

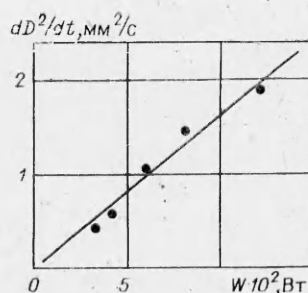
Согласно соотношению (3) эти зависимости линейные с хорошей точностью. На рис. 3 представлены экспериментальные точки зависимости dD^2/dt от средней мощности освещающего излучения ϵv , прямая проведена по методу наименьших квадратов. Видно хорошее согласие выводов данной модели с экспериментальными результатами. Простая оценка по зависимостям рис. 3 H дает при $K^* = 120 \text{ кг/см}^3$ [11] величину ~ 10 эВ.

Таким образом, в настоящей работе исследован режим роста одиночной лазерной трещины при импульсно-периодическом воздействии.

* Дополнительные эксперименты, проведенные Ю. В. Сидориным по методике [11], показали, что газ в трещинах, образованных при импульсно-периодическом освещении, мало отличается от идеального.



Р и с. 2



Р и с. 3

Показано, что диаметр трещины растет со временем по корневому закону $D \sim \sqrt{t}$, а скорость ее роста определяется средней мощностью лазерного излучения. Получена оценка эффективной энергии, необходимой для образования одной газовой частицы при лазерном пиролизе ПММА.

Авторы благодарны Ю. В. Сидорину, А. Р. Курлаеву и В. И. Винокурову за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Миркин Л. И., Пилипецкий Н. Ф. Основные виды разрушения органического стекла при воздействии импульсных световых лучей лазера.— *Механика полимеров*, 1966, № 4.
2. Ашкнадзе Б. М., Владимиров В. И. и др. Разрушение прозрачных диэлектриков под действием мощного лазерного излучения.— *ЖЭТФ*, 1966, т. 50, № 5.
3. Баренблатт Г. И., Всеволодов Н. Н. и др. О разрушении прозрачных материалов под действием лазерного излучения. Возникновение газовых пузырьков и расклинивание материала газовым давлением.— *Письма в ЖЭТФ*, 1967, т. 5, № 3.
4. Вунцевич И. Л., Мульченко Б. Ф. и др. Поглощение света и развитие лазерной трещины.— *Механика полимеров*, 1976, № 5.
5. Бутенин А. В., Коган Б. Я. Зарождение и развитие термохимической неустойчивости на поглощающем включении в полиметилметакрилате под действием непрерывного лазерного излучения.— *ЖТФ*, 1979, т. 49, № 4.
6. Гольберг С. М., Матюшин Г. А. и др. Исследование термохимической неустойчивости прозрачных сред, инициированной поглощающими включениями. Препринт ИПМ АН СССР, № 205, 1982.
7. Слуцкер А. И. Ориентированное состояние.— В кн.: *Энциклопедия полимеров. «Сов. энциклопедия»*. М., 1974, т. 2.
8. Кондрашов С. В., Пилипецкий Н. Ф. и др. Исследование динамики поглощения в лазерной трещине.— *ЖЭТФ*, 1985, т. 89, № 11.
9. *Разрушение. Тематический сборник/Под ред. Г. Либовица*.— М.: Мир, 1975, т. 2.
10. Брок Д. Основы механики разрушения.— М.: Высш. шк., 1980.
11. Коваленко Ю. Ф., Салганик Р. Л. и др. Исследование механического действия среды в лазерной трещине, образованной в прозрачном полимерном диэлектрике. Препринт ИПМ АН СССР, № 229, 1984.

Поступила 24/IX 1985 г.

УДК 532.13 : 539.8

ВЯЗКОСТЬ УДАРНО-СЖАТЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Л. В. Альтшулер, Г. С. Доронин, Г. Х. Ким
(Москва)

В большинстве исследований оценки вязкости η за фронтом ударных волн (УВ) сделаны по примесной проводимости λ слабых электролитов. Для воды [1, 2] и большой группы органических соединений [3—5] на основании правила Вальдена [6] о постоянстве произведения $\eta\lambda$ следует, что при 6—9 ГПа вязкости метанола, формамида, этанола, бутанола, нитрометана и воды остаются на том же уровне, что и при нормальных условиях, в несколько раз возрастают у *n*-метилформамида, ацетона и