

05;07

КВАЗИОДНОМЕРНЫЙ РЕЖИМ СМЕЩЕНИЙ И НИЗКОПороГОВЫЕ ЛоКАЛЬНЫЕ РАЗРУШЕНИЯ ПоВЕРХНОСТЕЙ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ МНОГОКРАТНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

© С.В.Винценц, С.Г.Дмитриев, О.Г.Шагимуратов

Формы проявления разрушений поверхностей твердых тел при воздействии лазерного излучения различной мощности и длительности весьма разнообразны [1]. Значительные разрушения могут наблюдаться локально [2,3] и регистрироваться дистанционно — акустическими методами [4,5]. Более проблематичны диагностика и исследование ранних стадий низкопороговых (~ 0.1 Дж/см²) процессов, развивающихся при многократном ($N \sim 10^3 - 10^5$) импульсном ($\tau \sim 0.1 - 1$ мкс) воздействии [6]. В настоящей работе мы покажем, что амплитуды пороговых поверхностных смещений u_z в этом случае определяются некоторым квазиодномерным режимом, а перегрев поверхности обычно мал: $\Delta T \gtrsim 10$ К.

Пороговые значения плотности поглощенной энергии W_{th} для обсуждаемых процессов приблизительно характеризуются размерным эффектом [6,7]: $W_{th} = \varepsilon(1 - R)/(\pi a^2) \sim a$ (ε — энергия импульса, R — коэффициент отражения света, a — радиус греющего луча). В диапазоне $a \sim 10 - 100$ мкм пороговые величины максимальных (по радиусу и времени) деформаций $\partial u_z / \partial \rho$ (ρ — радиус от центра луча до точки измерения) не зависят от радиуса луча a [7,8]. Можно предположить поэтому, что заметную роль играют сдвиговые напряжения $\sigma_{\rho z}$; и хотя на самой поверхности $\sigma_{\rho z} = 0$ [9], критические значения σ достигаются под ней [8].

Максимальные деформации реализуются на расстояниях $\rho \lesssim a$ от центра луча за характерные времена $t \sim 1$ мкс, когда тепловые длины (при поверхностном поглощении света) $l \sim 2\sqrt{\chi t} < 10$ мкм малы (температуропроводность $\chi \gtrsim 0.1$ см²/с). Поэтому “внешние” силы, а их роль при терморасширении играет величина $2(1 + \nu)\alpha_t \text{grad } T$ [9] (α_t — температурный коэффициент линейного расширения, ν — коэффициент Пуассона), локализованы вблизи поверхности $l \lesssim a$. Следовательно, можно ожидать, что кинетика смеще-

ний при $\rho \lesssim a$ (на малых временах) будет отражать квазиодномерный характер задачи, что и будет показано ниже.

Действительно, для гауссова луча радиуса a и поверхностного поглощения при $l \ll a$ (и $\rho \lesssim a$) смещения (в квазистатическом приближении) неплохо описываются выражением [10]:

$$u_1 = u_0 \exp(-\rho^2/a^2) \int_0^t f(t') dt', \quad u_0 = \alpha_t (1 + \nu) \frac{2\varepsilon(1-R)}{c\rho_0} \frac{1}{\pi a^2}, \quad (1)$$

$$f(t) = \frac{t}{\tau^2} \exp(-t/\tau), \quad (1a)$$

где ρ_0 — плотность, c — удельная теплоемкость, $f(t)$ — нормированная временная форма интенсивности света, которую часто (в режиме модулированной добротности [11]) представляют в форме (1a). Формула (1) и описывает квазиодномерный режим с гауссовой формой радиальной зависимости и эффектом “накопления” смещений на равных стадиях разогрева. На больших временах (и расстояниях) сказывается эффект боковой диффузии тепла, приводящий к уменьшению амплитуды смещений и изменению формы радиальной зависимости — “размазке”.

На рис. 1 представлены мгновенные профили смещений $u_z(\rho)$ для стали, полученные при допороговых [7,8] значениях энергии импульса $\varepsilon \approx 1.5 \cdot 10^{-7}$ Дж ($a \approx 25$ мкм, $\lambda = 1.06$ мкм, $R \approx 0.6$, $\tau \sim 0.3 - 0.4$ мкс) методом, описанным ранее [10]. Форма начальных профилей (кривая 1) практически совпадает с гауссовой ($\rho \lesssim a$); в частности, максимум деформаций $du_z/d\rho$ достигается при $\rho \approx a/\sqrt{2}$. В дальнейшем (кривая 3) профили расплываются.

Соотношение между максимальными амплитудами (кривая 2 на рис. 1) и квазиодномерным режимом иллюстрируется рис. 2, на котором представлены экспериментальные точки и теоретическое “разложение” кинетики смещений в центре лазерного пятна (кривая 1) на квазиодномерный режим (кривая 2) и эффект тепловой размазки (кривая 3), соответствующее двум слагаемым в выражении [10]:

$$u_2 = u_0 \int_0^t dt' f(t') \left(1 - \sqrt{\frac{4\chi\Delta t}{a^2 + 4\chi\Delta t}} \right), \quad \Delta t = t - t'. \quad (2)$$

Второе слагаемое на рис. 2 отложено (для удобства) вниз от u_0 . Теоретические кривые построены для $u_0 = 3.3 \text{ \AA}$;

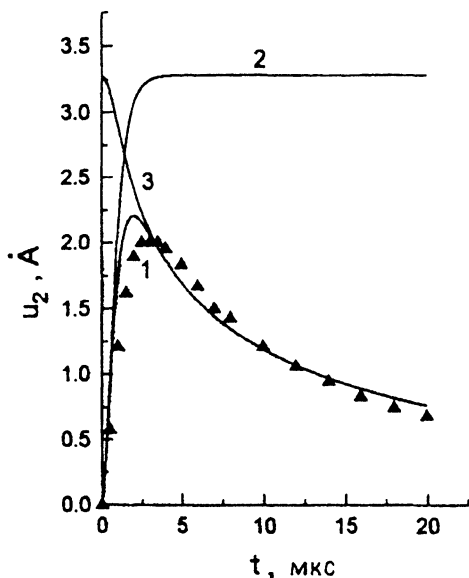


Рис. 1. Профили смещений поверхности образца стали под действием лазерного импульса с энергией $\sim 1.5 \cdot 10^{-7}$ Дж, диаметром луча ~ 50 мкм и длительностью нарастания интенсивности в импульсе ~ 0.35 мкс в различные моменты времени: 1 — 1 мкс, 2 — 2 мкс, 3 — 8 мкс.

$a^2/\chi = 50$ мкс; $\tau = 0.45$ мкс Дж/г·К для стали (марка 40) $\chi = 0.125$ см²/с, $c = 0.46$ Дж/г·К, $\rho_0 = 7.8$ г/см³, $G = 8.4 \times 10^{10}$ Н/м², $\nu = 0.3$, $\alpha_t = 1.1 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹ (разброс значений табличных данных $< 10\%$) [12].

Таким образом, масштабы максимальных смещений $u_z \sim u_0$ и деформаций $\partial u_z / \partial \rho \sim u_0 / a$ определяются квазиодномерным режимом; они локализованы в области ($z, \rho \lesssim a$) вблизи поверхности и убывают степенным образом, если $z, \rho \gg a$. При этом максимальные значения (под поверхностью) $\sigma_{z\rho} \sim G u_0 / a \sim G(\alpha_t W_{th} / c \rho_0 a) = \sigma_m$. Вблизи порога ($W_{th} \sim a$) σ_m слабо зависит от a и $G / \sigma_m \sim 3 \cdot 10^4$ (по данным [7,8]), а максимальные смещения u_m , как можно легко оценить (см. рис. 2 и формулу (2)), достигают $u_m \sim 20-40 \text{ \AA}$ для $a \sim 25-45$ мкм и $W_{th} \sim (3-6) \cdot 10^{-2}$ Дж/см².

Существуют различные (феноменологические) критерии порога пластичности σ_0 для напряжений, определяемые не только сдвиговой, но и другими компонентами тензора напряжений (точнее, тензором $(\sigma_{ik} - \sigma_{jj} \delta_{ik})$ с нулевым следом) [13], однако именно сдвиговая компонента определяет ми-

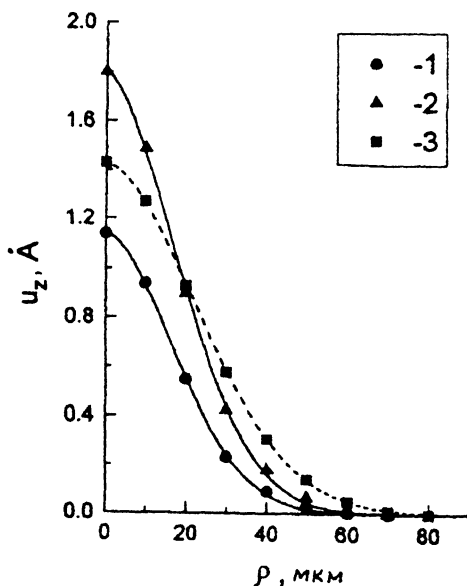


Рис. 2. Временные зависимости смещения $u_2(t)$ поверхности образца в центре греющего луча. Сплошными линиями обозначены теоретические зависимости (см. формулу (2)) для $u_0 = 3.3 \text{ \AA}$; $a^2/\chi = 50 \text{ мкс}$; $\tau = 0.45 \text{ мкс}$: 1 — полное смещение, 2 — квазиодномерный режим, 3 — эффект влияния диффузии тепла; треугольники — экспериментальные данные.

нимальные значения σ_0 и их масштаб в более сложных ситуациях. Пороговые значения $G/\sigma \gtrsim 100-1000$ для марок прочных сталей [13] отличаются в 10–100 раз от приведенной оценки. Заметим в этой связи, что речь идет о поверхностном слое (а не объеме образца) толщиной $\lesssim a$, а при определении порога разрушения [7,8] исключена зависимость от выбора количественных критериев [12,13] для остаточных деформаций.

С другой стороны, разогрев поверхности вблизи порога (за время импульса) не превышает величины [10]

$$\Delta T \lesssim \zeta \frac{W_{th}}{c\rho_0\sqrt{\pi\chi\tau}}, \quad (3)$$

где $\zeta \approx 0.85$; для указанных параметров $\Delta T \sim 20-40 \text{ К}$, что вряд ли оставляет сомнения в нетепловом характере процесса многоимпульсного разрушения.

Отметим в заключение, что амплитуды смещений поверхности и напряжений в низкороговых ($W_{th} \lesssim 0.1 \text{ Дж/см}^2$) процессах разрушения поверхностей твердых

тел под действием серии лазерных импульсов ($\tau \sim 0.1 - 1$ мкс) определяются квазиодномерным режимом смещений (см. (2) и рис. 2) и ограничены величиной u_0 (см. (1)), не зависящей от температуропроводности. При радиусах луча $a \gtrsim 10$ мкм максимальные смещения (для стали) $u_m \sim 10 \text{ \AA}$, а перегрев поверхности $\Delta T \sim 10$ К мал.

Список литературы

- [1] Луконен Р.А., Трофименко А.М. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 10. С. 127-138.
- [2] Lee Y., Becker M.F., Walser R.M. // J. Opt. Soc. Am. 1988. V. 5. N 3. P. 648-659.
- [3] Thomas S.J., Harrison R.F., Figueira J.F. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 3. P. 200-202.
- [4] Вейко В.П., Дрейден Г.В., Островский Ю.Н. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 4. С. 162-164.
- [5] Коновалов И.А., Скляренко К.С., Скляренко С.К. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 6. С. 26-28.
- [6] Lee C.S., Koumvakalis N., Bass M. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 7. P. 625-627.
- [7] Барсков А.Г., Винценц С.В. // ФТТ. 1994. Т. 36. N 9. С. 2590-2598.
- [8] Винценц С.В., Дмитриев С.Г. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 19. С. 1-5.
- [9] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М., 1987. 248 с.
- [10] Винценц С.В., Дмитриев С.Г., Шагимуратов О.Г. // ФТТ. 1996. Т. 38. № 4.
- [11] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М. 1974. 468 с.
- [12] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. 1976. 1005 с.
- [13] Разрушение / Под ред. Г. Либовица. М. 1975. Т. 2. 763 с.

Институт радиотехники
и электроники РАН
Фрязино, Моск. обл.

Поступило в Редакцию
27 февраля 1996 г.