

УДК 539.31; 539.375.5; 535.21

©1994

ПРЕДПОРОГОВЫЕ ФОТОТЕРМИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ В ПРОЦЕССАХ РАЗРУШЕНИЯ НЕПРОЗРАЧНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПОД МНОГОКРАТНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ СФОКУСИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.Г.Барсков, С.В.Винценц

Локальное облучение твердых тел сопровождается возникновением деформаций и напряжений в подповерхностных слоях и «вспучиванием» поверхности в основном за счет обычной термоупругости, обусловленной тепловым расширением вещества. Из измеренных углов локального наклона деформированной поверхности определены максимальные сдвиговые напряжения и термоупругие нормальные смещения поверхности, при превышении которых развивается разрушение металлов и полупроводников под многократным воздействием сфокусированных лазерных импульсов. Показано, что макроскопическая природа разрушения не может быть объяснена прямым оптическим нагревом, а минимальный энергетический порог деградации при малых размерах лазерного пятна определяется условием достижения сдвиговыми фотонапряжениями величины предела упругости твердого тела.

Экспериментальные исследования разрушения металлов [1] и полупроводников [2] под многократным воздействием лазерных импульсов выявили общие закономерности: 1) существует минимальный уровень плотности падающей энергии W_0 , ниже которого разрушение не наступает при любом числе импульсов N ; 2) при увеличении W , когда $W > W_0$, критическое число импульсов, вызывающих катастрофическое разрушение, уменьшается. Основное внимание в экспериментальных [1,2] и теоретических [3,4] работах было посвящено выяснению эффектов накопления при $W > W_0$. В настоящей работе анализируется макроскопическая природа минимального порога разрушения W_0 из экспериментальных данных, полученных при $W \leq W_0$.

Ранее высказывались различные гипотезы о макроскопической природе порога W_0 : генерация в веществе значительных термодформаций и напряжений [4-7], смещений облучаемой поверхности (в том числе акустические волны) [5,6,8,9], достижение поверхностью температуры плавления [5,6,10] и др. Этот вопрос на сегодняшний день остается дискуссионным, поскольку до сих пор существует дефицит прямых экспериментальных данных о величинах термодформаций и фотонапряжений σ_{ij} ; *in situ* разрушающего импульсного воздействия (интерферометрически регистрировались в основном фотостимулированные смеще-

ния поверхности Δu_z [11-14]); Экспериментальное получение и анализ данных о величинах $\sigma_{ij}(W_0)$ являются целью настоящей работы.

Представляется перспективным применить для решения данной проблемы метод фототермической деформации поверхности (ФТДП) [15,16], ранее нами развитый в режиме полностью обратимых малых относительных деформаций $\varphi \sim 10^{-7} \div 10^{-6}$ для измерения температуропроводности металлов [17,18], исследования неупорядоченности поверхностных полупроводниковых слоев [19], а также для диагностики низкотемпературных фазовых переходов 1-го рода в VO_2 [20,21]. Метод импульсной ФТДП для непрозрачных твердых тел позволяет оценивать из измеряемого угла наклона деформированной поверхности $\varphi(t) = du_z/dr$ величину сдвигового напряжения $\sigma_{rz} \simeq G\varphi$, где G — модуль сдвига [4], что допускает, в частности, проверку высказанной ранее гипотезы о деформационной природе разрушения под многократным воздействием сфокусированных лазерных импульсов. Согласно гипотезе, разрушение металлов теоретически связывалось с величиной компонента $\sigma_{rz} > \sigma_y$, где σ_y — макроскопический предел текучести вещества [1,4].

В настоящей работе методом ФТДП впервые измерены при $W = W_0$ максимальные во времени и пространстве деформации du_z/dr (сдвиговые напряжения σ_{rz}^{\max}) и нормальные смещения поверхности Δu_z^{\max} , при превышении которых развивается разрушение поверхности металлов и полупроводников под многократным воздействием сфокусированных лазерных импульсов. Результаты обсуждаются в рамках термопластического [1,4] и термофлуктуационного [8,9] механизмов разрушения.

1. Методика эксперимента и образцы

В методе ФТДП [15,16] определенная область на поверхности образца подвергается повторяющемуся во времени нестационарному нагреву за счет поглощения лазерного излучения. Фототермическое смещение поверхности обычно рассматривается как макроскопическое понятие, т.е. как результат реакции на фотонагрев приповерхностного слоя с толщиной порядка длины диффузии тепла за время длительности импульса. Локальная деформация поверхности из-за пространственной неоднородности облучения и термоупругости вещества определяется из изменений в угле отражения зондирующего лазерного луча, измеряемого с помощью позиционного датчика (рис. 1). Кинетика угла $\varphi(t, r_n)$, как и в работах [17-21], измерялась *in situ* лазерного нагрева и охлаждения с временным разрешением 50 ns. Выделение деформаций $\varphi(t)$ из разностного сигнала датчика $V_s \sim I_p(t)\varphi(t)$, где I_p — интенсивность отраженного зондирующего луча, осуществлялось измерением $I_p(t)$ с помощью фотодиода с быстродействием 4 ns.

Характеристики греющего излучения: длина волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, длительность импульса (по полуширине интенсивности) $\tau_i = 300 \text{ ns}$, частота следования импульсов $f = 4 \text{ kHz}$, энергия импульсов $E = 4 \cdot 10^{-8} \div 9 \cdot 10^{-6} \text{ J}$ (плотность энергии $W \simeq 1 \div 225 \text{ mJ/cm}^2$), размер светового пятна $2\omega \simeq 70 \mu\text{m}$. Характеристики зондирующего излучения: $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$, мощность 1 mW , размер зонда $2r_p \sim 10 \mu\text{m}$. Для

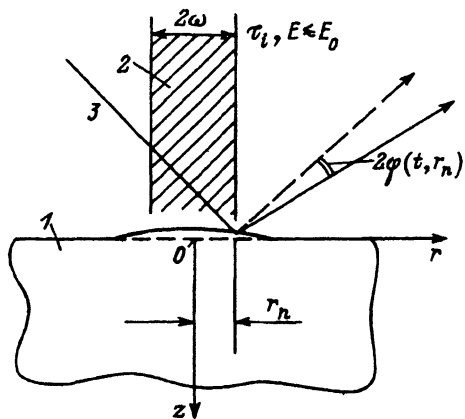


Рис. 1. Принцип метода ФТДП и система координат.

1 — исследуемый образец; 2 — импульсный греющий лазерный луч; 3 — зондирующий лазерный луч, угол отклонения которого измеряется. Пунктиром показано исходное «горизонтальное» положение поверхности, точка O — начало координат.

нахождения расстояний r_{\max} , при которых деформации φ максимальны [15], расстояние r_n от «точки» зондирования до центра греющего пятна изменялось в интервале $0 \div 200 \mu\text{m}$ с точностью $\sim 1 \mu\text{m}$ перемещением зеркал в канале греющего луча. Более подробные сведения о методе ФТДП изложены в работах [15, 22].

Для исследования были выбраны металл (сталь 40) и монокристаллический полупроводник (германий n -типа, $\rho \approx 20 \div 40 \Omega \cdot \text{cm}$), поскольку для этих веществ хорошо определены тепловые, оптические и упругие величины [23, 24]. Дополнительно деформации измерялись на структуре $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ с толщиной эпитаксиального слоя $\sim 0.7 \mu\text{m}$.

Для количественных оценок использовали следующие характеристики стали (германия) [23, 24]: плотность $\rho = 7.8(5.3) \text{g/cm}^3$, теплоемкость $C = 0.46(0.34) \text{J/g} \cdot \text{K}$, температуропроводность $\chi = 0.127(0.332) \text{cm}^2/\text{s}$, теплопроводность $\kappa = 0.45(0.60) \text{W/cm} \cdot \text{K}$, коэффициент отражения греющего света $R = 0.65(0.45)$, коэффициент теплового расширения $\alpha_t = 1.1 \cdot 10^{-5}(5.9 \cdot 10^{-6}) \text{K}^{-1}$, модуль упругости Юнга $E \approx 20 \pm 0.5 \cdot 10^{10}(10 \pm 0.5 \cdot 10^{10}) \text{N/m}^2$, коэффициент Пуассона $\nu \approx 0.27(0.27)$, модуль сдвига $G \approx 8.4 \pm 0.5 \cdot 10^{10}(4.1 \pm 0.5 \cdot 10^{10}) \text{N/m}^2$.

2. Результаты исследования и их обсуждение

Для нахождения максимальных (во времени и пространстве) деформаций *in situ* лазерно-индуцированного разрушения при $W = W_0$ предварительно проводили при малых энергиях $E \approx 10^{-7} \text{J}$ радиальные измерения кинетики $\varphi(t)$ (рис. 2). При малых r_n величина $\varphi(t)$ была близка к нулю, поскольку поверхность вблизи центра лазерного пятна смещается почти без наклона [15, 17] (рис. 2, кривая 1). Максимальные углы $\varphi(t_{\max}, r_{\max})$ наблюдались, как и в работах [17, 18, 22], при $t_{\max} \sim \tau_i$ и $r_{\max} \approx 2\omega/3$ (рис. 2, кривая 2). Когда $r_n \geq 2\omega$ (рис. 2, кривая 3), $\varphi(t)$ также мало [17], а t_{\max} увеличивается из-за радиальной диффузии тепла [18]. Все дальнейшие измерения φ_{\max} при увеличении энергии импульсов проводились при $t_{\max} \approx \tau_i$ и $r_{\max} \approx 2\omega/3$.

Зависимость φ_{\max} от E на металлическом образце (рис. 3, кривая 1) была строго линейна и полностью обратима вплоть до поро-

Рис. 2. Схема предварительных измерений кинетики ФТДП на образцах из стали и Ge при энергиях $E \ll E_0$ и разных τ_n для нахождения $\varphi_{\max}(t_{\max}, \tau_{\max})$: $\tau_1 \sim \omega/5$ (1), $\tau_2 \simeq 2\omega/3$ (2), $\tau_3 \geq 2\omega$ (3).

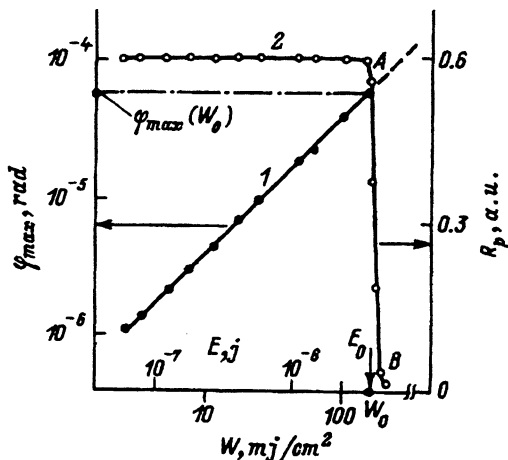
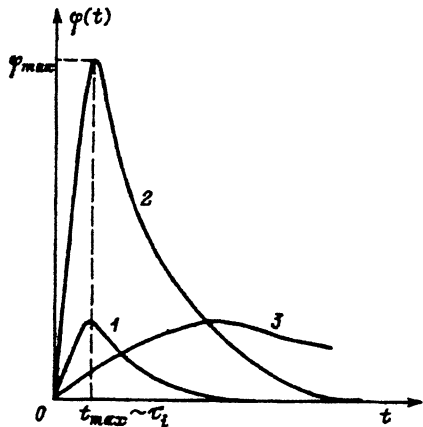


Рис. 3. Зависимость φ_{\max} (1) и R_p (2) от плотности падающей энергии лазерных импульсов W (энергии импульсов E) для образца из стали при $\omega = 35 \mu\text{m}$, $\tau_{\max} \simeq 23 \mu\text{s}$ и $N > 10^6$.

говой интенсивности света $I_0 = (1 - R)E_0/\pi\omega^2\tau_i \simeq 1.37 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$, где $E_0 \simeq 4.5 \mu\text{J}$ — падающая энергия лазерных импульсов ($W_0 = E_0/\pi\omega^2 \simeq 115 \text{ mJ/cm}^2$), при превышении которой наблюдалось разрушение поверхности. Во время импульсно-периодического облучения при $W = W_0$ амплитуда сигнала фототермодеформаций $V_s \sim I_p \varphi_{\max}$ начинала необратимо уменьшаться во времени в основном за счет падения коэффициента зеркального отражения зондирующего луча R_p (кривая 2, AB), причем скорость уменьшения V_s и R_p возрастала при увеличении разности $W - W_0$. При $W = W_0$ катастрофическое разрушение поверхности, когда внутри лазерного пятна образуется «кратер», наблюдалось лишь при большом числе импульсов ($N \geq 10^6$), поэтому величина $\varphi_{\max} \simeq 6 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$, определенная из рис. 3, есть максимальное значение полностью обратимых (термоупругих) деформаций du_z/dr , при превышении которых (штрихпунктир на рис. 3) развивается разрушение поверхности стали в режиме многократного облучения.

Аналогичные эффекты разрушения наблюдались также и на образцах Ge ($I_0^1 \simeq 1.43 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$, $E_0^1 \simeq 3.0 \mu\text{J}$, $\varphi_{\max}^1 \simeq 4.7 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$) и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As/InP}$ ($I_0^2 \simeq 0.8 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$, $E_0^2 \simeq 1.5 \mu\text{J}$, $\varphi_{\max}^2 \simeq 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$;

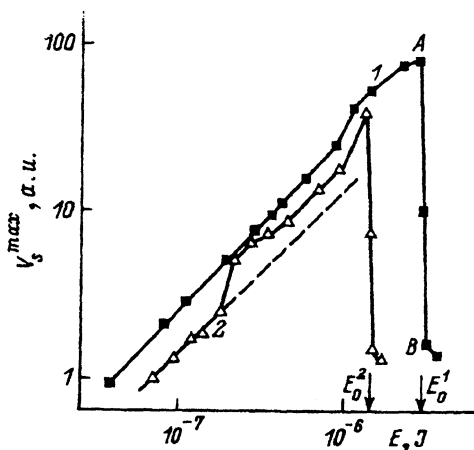


Рис. 4. Зависимость сигнала фототермодеформаций $V_s(t_{\max}, r_{\max})$ от энергии импульсов E для образцов Ge (1) и $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ (2) при $\omega = 35 \mu\text{m}$, $r_{\max} \approx 23 \mu\text{m}$ и $N > 10^6$.

E_0^1 и E_0^2 — энергетические пороги начала разрушения поверхности под многократным воздействием.

рис. 4). В структурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ изменение коэффициента пропорциональности между V_s и E при $E \approx (2 \div 5) \cdot 10^{-7} \text{ J}$ было вызвано в основном изменением интенсивности света I_p за счет реконструкции поверхностного слоя. Нелинейность сигнала фототермодеформаций в германии вблизи E_0^1 может быть связана как с обратимым увеличением во время каждого цикла нагрева $I_p(t)$ [25], так и с прямым действием фотогенерированных электронов и дырок на кристаллическую решетку за счет деформационного потенциала [26], однако для ясного экспериментального проявления нетепловой деформации полупроводника, согласно теории [26], требуется выполнение специальных условий. Рекомбинационный тепловой вклад в общую деформацию в Ge при использованных параметрах импульсного облучения также был незначителен при $r_n = r_{\max}$ [27], поэтому в дальнейших оценках данной работы пренебрегается отличием пространственных и временных зависимостей функции тепловых источников в германии от этих же зависимостей для интенсивности греющего света.

Для выяснения роли фотонагрева в описанных выше эффектах разрушения оценим температуру в точке A при $W = W_0$ на рис. 3 и 4 двумя различными способами: расчетом из теории теплопроводности по энергии E_0 [28,29] и из термодеформаций $\varphi_{\max}(W_0)$. Пусть на поверхности в течение импульса τ_i поглощается световой поток $I(r) = I_0 \exp(-r^2/\omega^2)$, где ω — радиус гауссова луча, а I_0 — плотность поглощаемого потока при $r = 0$. Общее решение для роста температуры $\Delta T(r, z, t)$, связанное с поверхностным потоком $I(r)$, имеет громоздкий вид [28], но интегрирование функций Грина возможно для центральной точки $r = 0, z = 0$. Рост температуры к концу импульса равен [28,29]

$$\Delta T(0, 0, \tau_i) = 2I_0 \{ \tau_i / (\pi \rho C \kappa) \}^{1/2}, \quad (1)$$

где ρ, C и κ — соответственно плотность, теплоемкость и теплопроводность вещества, что дает для образцов из стали (германия) расчетную величину предпорогового нагрева $\Delta T_{\max}(W_0) \approx 66(85)^\circ\text{C}$.

Возможность оценки температуры методом импульсной ФТДП вытекает из того, что углы $\varphi(t) \sim \alpha_i I_i(t) \Delta T(t) / 2\omega$ зависят не только от

размера облучаемой области 2ω , коэффициента линейного расширения α_t , толщины прогреваемой области $l_t(t)$, но и от характерного роста температуры $\Delta T(t)$ в центре лазерного пятна. Согласно теоретической модели квазистатического термоупругого отклика с нулевыми нормальными напряжениями на свободной поверхности и нулевыми радиальными смещениями [4,30], аксиальное смещение поверхности в центре пятна к концу импульса приближенно записывается как

$$\Delta u_z(0, 0, \tau_i) \simeq -\frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_t \int_0^{\infty} T(0, z, \tau_i) dz, \quad (2)$$

где ν — коэффициент Пуассона (знак минус в (2) указывает на то, что свободная поверхность при нагреве смещается в отрицательном направлении z ; рис. 1). При экспоненциальном законе уменьшения температуры в глубь образца [4,28], т.е. когда $\Delta T(0, z, \tau_i) \simeq \Delta T(0, 0, \tau_i) \times \exp(-z^2/4\chi\tau_i)$, для температуры поверхности имеем грубую оценку через $\varphi_{\max} \simeq \Delta u_z(0, 0, \tau_i)/(2\omega)$

$$\Delta T(0, 0, \tau_i) \simeq \frac{4W}{(\pi)^{1/2}} \frac{(1 - \nu)}{(1 + \nu)} \frac{\varphi_{\max}}{\alpha_t l_t}, \quad (3)$$

где $l_t \equiv 2(\chi\tau_i)^{1/2}$ — длина тепловой диффузии за длительность импульса ($l_t \ll 2\omega$), χ — температуропроводность. Расчет по формуле (3) дает для образцов из стали (германия) величину $\Delta T_{\max}(\varphi_{\max}) \simeq 68(70)^\circ\text{C}$.

Таким образом, предпороговый оптический нагрев к концу каждого импульса $\Delta T_{\max}(W_0)$, оцененный двумя разными способами — из теории теплопроводности и из измеренных фототермических деформаций, — не превышает 100°C , т.е. на 1–1.5 порядка величины меньше температуры плавления, что находится в соответствии с предсказаниями работ [5–7]. Измерения кинетик ФТДП (рис. 1) свидетельствуют об отсутствии эффектов накопления температуры от импульса к импульсу, поскольку уже через 10–15 μs после начала действия каждого импульса зона облучения успевает полностью остыть, а поверхность — прийти в исходное «горизонтальное» положение: $\varphi(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow 1/f$. Это означает, что в исследованном режиме лазерного воздействия, т.е. при малых размерах лазерного пятна ($2\omega \leq 100 \mu\text{m}$) и большом числе импульсов ($N \geq 10^6$), оптический нагрев не является прямой причиной начала деградации поверхностных свойств.

В теориях порогов W_0 лазерно-индуцированного разрушения твердых тел, учитывающих роль приповерхностных деформаций и смещений облучаемой поверхности, в основном доминируют два подхода: термопластический [4–7] и термофлуктуационный [8,9]. Согласно первому, элементарный акт фоторазрушения, т.е. разрыва межатомных связей, происходит в неподвижной решетке (без тепловых колебаний атомов) под действием внешней силы — одного из компонентов тензора фотонапряжений σ_{ij} . Условием возникновения остаточных пластических деформаций, ответственных за накопление микродефектов и в конечном итоге за катастрофическую деградацию поверхностных свойств при повторяющемся воздействии, является неравенство $\sigma_{ij} > \sigma_y$, где σ_y — макроскопический предел текучести материала

[4-7]. Как известно, σ_y не является, строго говоря, физической константой материала, а зависит от дефектной структуры [7,23]. Величина σ_y большинства металлов и полупроводников, соответствующая заданной остаточной деформации ε , $\sigma(\varepsilon=0.2\div 0.5\%)$, лежит в пределах $10^7 \div 5 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$ [23,24]. Согласно данным акустических экспериментов с существенно меньшим уровнем ε , дислокационный предел упругости σ_e в металлах и некоторых щелочно-галогидных кристаллах составляет $(1\div 8) \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ [31].

Согласно второму подходу, для описания элементарного акта разрушения привлекаются тепловые флуктуации атомов [8,9]. В основе теории лежит механизм зародышеобразования начального дефекта в процессе взаимодействия микронеоднородности решетки твердого тела (отрицательная флуктуация плотности) с лазерно-индуцированной акустической волной. Упругая энергия может локально поглощаться неоднородностью решетки за счет параметрического резонанса между собственными колебательными модами неоднородности и акустической волной [8]. Это ведет к локальному перегреву решетки и искривлению химических связей вплоть до их разрыва. Согласно теории, для начала термофлуктуационного разрушения достаточно, чтобы критическую величину u_{cr} превышало фотостимулированное нормальное смещение поверхности Δu_z . Численные оценки, выполненные для некоторых металлов и диэлектриков, дают величины $u_{cr} \simeq 10^{-10} \div 10^{-11} \text{ см}$ [8].

Таким образом, для анализа механизмов лазерно-индуцированного разрушения при $W = W_0$ необходимо провести количественные оценки σ_{rz}^{\max} и Δu_z^{\max} из данных рис. 3 и 4. Перед этим важно убедиться, что измеренные величины $\varphi_{\max}(E)$ не противоречат аналитической теории импульсного термоупругого отклика [4]. Согласно теории, углы φ_{\max} могут быть выражены через интенсивность света I_0 как

$$\varphi_{\max} \simeq \sigma_{rz}^{\max} / G = \frac{(1 + \nu)}{(1 - \nu)} (2/e)^{1/2} I_0 \alpha_t \tau_i / (\rho C \omega), \quad (4)$$

где e — основание натурального логарифма. Вычисления по формуле (4) дают для стали (германия) величины $\varphi_{\max} = 5.3 \cdot 10^{-5} (5.1 \cdot 10^{-5}) \text{ рад}$, что близко к значениям du_z/dr , измеренным при E_0 методом ФТДП. Это дает основание воспользоваться формулой (4) для определения σ_{rz}^{\max} [4]. Для стали (германия) получаем $\sigma_{rz}^{\max} \simeq G \varphi_{\max} \simeq 5.0 \cdot 10^6 \times (1.9 \cdot 10^6) \text{ N/m}^2$. Оценка максимальных нормальных смещений поверхности в центре лазерного пятна $\Delta u_z^{\max} \sim 2\omega \varphi_{\max}$ дает для образцов из стали (германия) $\sim 4.2(3.3) \cdot 10^{-7} \text{ см}$.

Полученные из φ_{\max} величины σ_{rz}^{\max} оказались меньше макроскопического предела текучести материала $\sigma(\varepsilon=0.2\div 0.5\%)$ [23] и близкими к дислокационному пределу упругости σ_e [31], а смещения Δu_z^{\max} как минимум на 3 порядка величины отличаются от предсказанных для начала термофлуктуационного разрушения смещений u_{cr} [8]. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что термопластические эффекты, например дислокационная неупругость, доминируют над механизмом локальной перекачки упругой энергии в микронеоднородности решетки в процессах разрушения металлов и по-

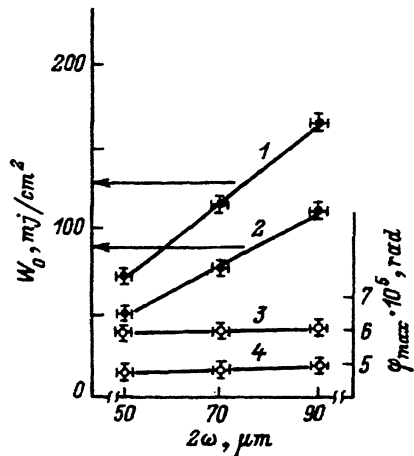


Рис. 5. Зависимость пороговой плотности энергии $W_0 = E_0/\pi\omega^2$ (1, 2) и максимальной деформации $\varphi_{\text{max}}(W_0, t_{\text{max}}, r_{\text{max}})$ (3, 4) от размера гауссового лазерного пятна 2ω для образцов из стали (1, 3) и Ge (2, 4) при многократном ($N > 10^6$) разрушающем воздействии лазерных импульсов длительностью $\tau_i = 300$ пс и $r_{\text{max}} = 18, 23$ и $31 \mu\text{m}$.

лупроводников под многократным воздействием сфокусированных лазерных импульсов.

Для подтверждения механизма был проведен дополнительный опыт. Идея опыта заключается в следующем. Известно, что при изменяющихся малых размерах лазерного пятна 2ω порог разрушения, зависящий от N при $W > W_0$, пропорционален ω [1,4], поэтому, измеряя при $W = W_0 = E_0/\pi\omega^2$ зависимость $\varphi_{\text{max}}(\omega)$, можно установить, какое из условий является необходимым для начала разрушения: $\varphi_{\text{max}} = \text{const}$ или $\Delta u_z^{\text{max}} = \text{const}$. В первом случае разрушение поверхности начинается при $\sigma_{rz}^{\text{max}} \geq \text{const} \sim \sigma_e$ и можно полагать, что доминирует термопластический механизм [4-7]; при выполнении второго равенства (т.е. когда $\Delta u_z(0, 0, \tau_i) = \text{const}$ и $\varphi_{\text{max}} \sim 1/\omega$; см. выше) выполняется критерий термофлуктуационного механизма [8,9]. Результаты измерений $W_0(\omega)$ и $\varphi_{\text{max}}(\omega)$ для образцов из стали и германия приведены на рис. 5. Предварительно определялись r_{max} для каждого размера лазерного пятна. Из рис. 5 видно, что W_0 зависит от ω , а $\varphi_{\text{max}} \simeq \text{const}$, что подтверждает вывод о термопластическом механизме.

Обнаруженный по термодетформациям рост W_0 при увеличении ω так называемый «размерный» эффект [1,4]) подтверждает сделанный нами выше вывод о том, что температура $\Delta T_{\text{max}}(W_0)$ (см. формулу (1)) не является критическим параметром, по которому начинается лазерно-индуцированное разрушение непрозрачных твердых тел в режиме сфокусированного импульсного облучения. Независимость $\varphi_{\text{max}}(W_0)$ от размера лазерного пятна, напротив, свидетельствует о том, что метод импульсной ФТДП может быть развит как бесконтактный способ локального определения предела упругости твердых тел. Для выяснения роли усталостных эффектов [4], а также процессов накопления точечных дефектов [3] целесообразным представляется проведение микроструктурных и электрофизических исследований поверхности полупроводников при локализованном облучении с $W > W_0$ и ограниченном числе лазерных импульсов N .

Авторы выражают благодарность В.Ф.Киселеву и В.Е.Любченко за интерес к работе и поддержку.

Список литературы

- [1] Lee C.S., Koumvakalis N., Bass M. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 7. P. 625-627.
- [2] Fauchet P.M. // Phys. Lett. A. 1983. V. 93. P. 155-157.
- [3] Воеводин Б.Л., Емельянов В.И., Шлыков Ю.Г. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. № 1. С. 57-61.
- [4] Lee C.S., Koumvakalis N., Bass M. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 10. P. 5727-5731.
- [5] Апполонов В.В., Барчуков А.И., Карлов Н.В., Прохоров А.М., Шефтер Э.М. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. № 2. С. 380-390.
- [6] Апполонов В.В., Прохоров А.М., Хомич В.Ю., Четкин С.А. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 10. С. 2208-2210.
- [7] Musal H.M., Jr. // Laser Induced Damage to Optical Materials. NBS. Spec. Pub. 1979. N 568. P. 159-173.
- [8] Kusov A., Kondyrev A., Chmel A. // J. Phys.: Condens. Matter. 1990. V. 2. P. 4067-4080.
- [9] Кусов А.А. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 10. С. 3095-3099.
- [10] Jaurequi J., Wu Z.L., Mattias E. // Proc. VII Int. Top. Meet. on Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Doorwerth. 1991. P. 173-174.
- [11] Апполонов В.В., Барчуков А.И., Конюхов В.К., Прохоров А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. № 5. С. 248-250.
- [12] Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д. // Поверхность. 1985. № 5. С. 102-105.
- [13] Лиуконен Р.А., Трофименко А.М. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 10. С. 127-138.
- [14] Aver'yanov N.E., Baloshin Yu.A., Bushanov K.F., Pavlishin I.V., Sud'enkov Yu.V., Yurevich V.I. // Rev. Phys. Appl. 1990. V. 25. P. 463-467.
- [15] Olmstead M.A., Amer N.M., Kohn S., Fournier D., Voccaro A.C. // Appl. Phys. A. 1983. V. 32. P. 141-154.
- [16] Karner C., Mandel A., Trager F. // Appl. Phys. A. 1985. V. 38. P. 19-21.
- [17] Винценц С.В. // Поверхность. 1991. № 7. С. 155-157.
- [18] Vintzents S.V., Sandomirsky V.B. // Phys. Stat. Sol. (a). 1992. V. 133. P. K7-K11.
- [19] Винценц С.В., Миргородский В.И., Халилов Ш.С. // Поверхность. 1990. № 9. С. 157-159.
- [20] Vintzents S.V., Kiselev V.F., Levshin N.L., Sandomirsky V.B. // Surface Science. 1991. V. 241. P. 225-230.
- [21] Vintzents S.V., Sandomirsky V.B. // Surf. Sci. Lett. 1992. V. 275. P. L711-L715.
- [22] Винценц С.В., Левшин Н.Л. // Поверхность. 1993. № 2. С. 67-81.
- [23] Таблицы физических величин / Под ред. И.К.Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1005 с.
- [24] Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П.Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [25] Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., Смирнов Л.С. Импульсный отжиг полупроводниковых материалов. М.: Наука, 1982. 208 с.
- [26] Васильев А.Н., Сабликов В.А., Сандомирский В.Б. // Изв. вузов. Сер. физика. 1987. № 6. С. 119-131.
- [27] Винценц С.В., Миргородский В.И. // Тез. докл. IX Всесоюз. симп. «Электронные процессы на поверхности и в тонких слоях полупроводников». Новосибирск, 1988. Ч. I. С. 87-89.
- [28] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 468 с.
- [29] Stern F. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 9. P. 4204-4208.
- [30] Повацкий В. Вопросы термоупругости. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 364 с.
- [31] Никаноров С.П., Кардашев Б.К. Упругость и дислокационная неупругость кристаллов. М.: Наука, 1985. 253 с.

Институт радиотехники и электроники РАН
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
8 февраля 1994 г.