

в поле звуковой волны в жидкости [9, 10] (последние в цитируемых работах названы состояниями зависания). Все это подтверждает общую природу и универсальный характер радиационных сил.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 14-16.
- [2] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 16. С. 13-16.
- [3] Z a v t r a k S.T. // J. Phys. A: Math. Gen. 1990. V. 23. N 9. P. 1493-1499.
- [4] Z a v t r a k S.T. // J. Phys. A: Math. Gen. 1990. V. 23. N 12. P. L599-L602.
- [5] Завтрак С.Т., Комаров Л.И. // Теоретическая и математическая физика. 1990. Т. 84. В. 3. С. 431-445.
- [6] C h o i C.K., H e n n e b e r g e r W.C. and S a n d e r s F.C. // Phys. Rev. A. 1974. V. 9. N 5. P. 1895-1897.
- [7] G a v r i l a M., K a m i n s k i i J.Z. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 8. P. 613-616.
- [8] P o n t M. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. N 10. P. 5659-5672.
- [9] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1989. Т. 35. В. 2. С. 256-259.
- [10] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1990. Т. 36. В. 3. С. 429-432.

Белорусский государственный  
университет им. В.И. Ленина,  
Минск

Поступило в Редакцию  
25 ноября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 2

26 января 1991 г.

05.1; 11

© 1991

ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР  
НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ  
ПРИ РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ

В.В. А по п л о н о в, А.М. П р о х о р о в,  
А.В. Ш м а к о в, В.А. Ш м а к о в

Периодические структуры на поверхности твердых тел, возникающие при действии лазерного излучения, обычно рассматриваются как результат пространственно-неоднородного разогрева поверхности в интерференционном поле падающего излучения и образующейся

поверхностной электромагнитной волны. Параметры таких структур обычно определяются длиной волны и углом падения лазерного излучения, а также диэлектрической проницаемостью материала [1].

Вместе с тем при определенных условиях [2] период образующихся поверхностных структур на зависит от угла падения лазерного излучения и направления его поляризации. Вид структур и их ориентация определяются направлением кристаллографических осей на поверхности образца. Это не находит объяснения в рамках представлений о модуляции температурного поля при интерференции падающей и поверхностной электромагнитных волн. В работе [2] было сделано предположение о существенной роли термодформации поверхности при формировании периодических структур, но природа и механизм их образования не выяснены.

В настоящей работе делается попытка объяснить возникновение периодических структур на поверхности твердых тел при интенсивных тепловых воздействиях на основе механизма нелинейной релаксации температурных напряжений.

Пусть на поверхность твердого тела действует тепловой импульс, вызывающий температурные напряжения. Процесс деформирования при достаточно высоких напряжениях сопровождается остаточной деформацией, появление которой связано с неупругими эффектами и перестройкой дефектной структуры. Состояние деформируемого тела будем характеризовать температурой  $T$ , тензором деформации  $\epsilon_{ij}$  или напряжений  $\sigma_{ij}$  и совокупностью дополнительных внутренних параметров  $\xi^{(\alpha)}$ . Параметры  $\xi^{(\alpha)}$  в общем случае зависят от координаты и характеризуют степень отклонения состояния системы от равновесного. Для удобства аппроксимируем весь спектр параметров  $\xi^{(\alpha)}$  одним параметром, в качестве которого выберем остаточную деформацию  $\epsilon^o(r, t)$ , и введем мезоскопический параметр релаксации, который определяет поле релаксационного процесса,

$$y(r, t) = \frac{1}{V_0} \int_{V_0} \epsilon^o(r, t) dV,$$

где  $V_0$  — объем, в котором  $\epsilon^o \approx const$ .

Процессы релаксации в деформируемом твердом теле при интенсивных внешних нагрузках могут носить локализованный характер. В старой возбужденной структуре образуются зоны новой структуры — зоны релаксации. Это связано с коллективным поведением взаимодействующих между собой возбужденных атомов, делающим процесс релаксации нелинейным.

В зависимости от условий нагружения, степени развитости процесса релаксации такими зонами могут быть группы атомов или вакансий, образующие, например, при переходе из возбужденного состояния в равновесное кластеры, дислокационные петли, группы дислокаций или группы дисклинаций, центры новой фазы и т.д. Вообще говоря, должно иметь место распределение зон по размерам с функцией распределения, описываемой уравнением Фоккера-Планка. Мы будем считать, что релаксационный процесс идет путем образования зон одинакового размера.

Таким образом, рассматриваемую систему — деформируемое твердое тело можно представить в виде трех одновременно сосуществующих фаз: поля релаксации, определяемого параметром  $\varphi(r, t)$ , зон релаксации с концентрацией  $n$  и поля напряжений  $\sigma(r, t)$ , соответствующих внешним нагрузкам.

Временная зависимость  $\varphi(r; t)$ ,  $n(r; t)$  и  $\sigma(r; t)$  определяется системой нелинейных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned}\dot{\varphi} &= -\alpha\varphi + g_1 n, \\ \dot{n} &= -\gamma n + \varphi\sigma/g_2, \\ \dot{\sigma} &= \nu(\sigma - \sigma_0) - g_3 \varphi n.\end{aligned}$$

Первые слагаемые в правой части этих уравнений описывают соответственно затухание релаксационного процесса, распад образующихся зон релаксации и релаксацию напряжений в линейном приближении, когда нет их взаимного влияния. Вторые слагаемые делают процесс релаксации нелинейным. В первом уравнении он связан с генерацией поля релаксации за счет образования зон релаксации, во втором учитывает влияние поля релаксации  $\varphi$  и поля напряжений  $\sigma$  на зарождение зон релаксации, в третьем обусловлен влиянием поля релаксации и зон релаксации на скорость релаксации напряжений. Здесь  $\nu$ ,  $\gamma$ ,  $\alpha$ ,  $g_1$ ,  $g_2$ ,  $g_3$  — материальные константы. Величина  $\sigma_0$  определяется приложенными внешними нагрузками и соответствует установившимся в результате релаксации остаточным напряжениям.

Далее будем полагать, что временные изменения поля релаксации значительно медленнее процессов атомной релаксации, описываемой константами  $\gamma$  и  $\nu$ . Используя адиабатическое исключение переменных [3], получим

$$\dot{\varphi}(r; t) = A\varphi(r; t) - B\varphi^3(r; t),$$

где

$$A = \frac{g_1}{g_2 \gamma} \left( \sigma_0 - \frac{g_2 \gamma}{g_1} \alpha \right); \quad B = \frac{g_1 g_3}{g_2^2} \frac{\sigma_0}{\gamma^2 \nu}.$$

Полученное уравнение можно записать в градиентной форме:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = - \frac{\delta F}{\delta \varphi},$$

где вариационная производная берется от функционала  $F(T; \sigma; \varphi)$ , представляющего в нашем случае термодинамический потенциал системы

$$F = \int_V \left( -\frac{1}{2} A \varphi^2 + \frac{1}{4} B \varphi^4 \right) dV.$$

Изложенный подход не учитывает возможных пространственных флуктуаций параметра релаксации, роль которых возрастает с увеличением внешних нагрузок и температуры. С учетом таких флуктуаций

термодинамической потенциал записывается в виде

$$F = \int_V \left[ -\frac{1}{2} A \varphi^2 + \frac{1}{4} B \varphi^4 + D (\nabla \varphi)^2 \right] dV,$$

или, принимая во внимание дисперсию диффузии,

$$F = \int_V \left[ -\frac{A}{2} \varphi^2 + \frac{B}{4} \varphi^4 + D (\nabla \varphi)^2 + G (\nabla \varphi)^4 \right] dV.$$

В этом случае кинетическое уравнение для параметра релаксации перейдет в обобщенное уравнение Ландау-Гинзбурга [4]

$$\dot{\varphi} = \left\{ \alpha - [k_0^2 + \nu^2]^2 \right\} \varphi - B \varphi^3.$$

Устойчивыми для такого типа уравнений являются статические состояния, которым отвечают разнообразные пространственные формы [5].

При  $\sigma_0 < \frac{g_2 \gamma}{g_1} x$  уравнение имеет одно устойчивое решение  $\varphi(r, t) = 0$ . При превышении критического значения  $\sigma_0 > \frac{g_2 \gamma}{g_1} x = \sigma_c$  реализуются новые „когерентные“ состояния системы с пространственной периодичностью. Период таких структур

$$T = \frac{\sigma_0 - \sigma_c}{2\pi\sigma_c} \sqrt{\frac{3}{8} \frac{D}{\nu}}.$$

Оценим теперь шаг периодической структуры, возникающей на поверхности кремния под воздействием лазерного импульса, полученной в

работе [2]. Положим, что остаточные напряжения  $\sigma_0 \approx 10^9 \frac{\text{Н}}{\text{М}^2}$ ,

$x \approx \gamma \approx \nu \approx g_1 \approx 10^{-3} \frac{1}{\text{с}}$  (как определяющие частоту перескока атомов из одного равновесного состояния в другое),  $g_2 \approx g_2 \approx$

$\approx 10^{10} \frac{\text{Н}}{\text{М}^2}$  - напряжение в зонах релаксации,  $D \approx 10^{-8} \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$  -

коэффициент диффузий атомов в разогретой зоне кристалла. В этом случае период  $T \sim 3$  мкм, что соответствует результатам полученным в работе [2] экспериментально. При увеличении  $\sigma_0$ , что соответствует более жесткому лазерному воздействию, период образующихся решеток должен в основном определяться коэффициентом диффузии  $D$  и скоростью релаксации напряжений  $\nu$

Таким образом, на основе предложенного в настоящем сообщении подхода удастся объяснить возникновение периодических структур, в твердых телах при лазерном воздействии. Рассмотренный здесь механизм нелинейной релаксации напряжений может осуществляться наряду с другими механизмами, предложенными ранее. Выделение данного механизма среди других в нашем случае связано с условиями, исключаящими плавление и испарение поверхности при лазерном воздействии.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

[1] Бонч-Бруевич А.М., Кочергина М.К., Ли-

бенсон М.Н., Макин В.С., Пудков С.Д., Трубачев В.В. // Известия АН СССР, Сер. физ. 1982. Т. 46. В. 6. С. 1186-1193.

- [2] Вейко В.П., Дорофеев И.А., Имас Я.А., Калугина Т.И., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 1. С. 15-20.
- [3] Хакеи Г. Синергетика: М.: Мир, 1980.
- [4] Хакеи Г. Синергетика: Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. М.: Мир, 1985.
- [5] Гапонов-Грехов А.В., Ломов А.С., Осипов Г.В., Рабинович И.И. // В сб.: Нелинейные волны. Динамика и эволюция. М.: Наука, 1989. С. 61-83.

Институт общей физики  
АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
19 ноября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 2

26 января 1991 г.

06.2; 11

© 1991

## ИМПЛАНТАЦИЯ МЫШЬЯКА В КРЕМНИЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ МОЩНОГО KrF ЛАЗЕРА

В.Л. К а н ц ы р е в, Н.В. М о р о з о в,  
Б.А. О л ь ш в а н г е р, П.Б. С е р г е е в,  
М.А. Т ю н и н а

Проблема создания замкнутого процесса изготовления интегральных схем может быть решена сегодня методами лазерной технологии [1]. Среди множества используемых лазеров с широким диапазоном выходных параметров наиболее перспективными для задач микротехнологии нам представляются эксимерные лазеры, поскольку УФ излучение таких лазеров стимулирует фотохимические процессы травления и осаждения [2], а также, благодаря высокому коэффициенту поглощения большинством материалов в УФ области, обеспечивается возможность эффективного локального нагрева материалов и термоактивации процессов отжига, легирования, кристаллизации, абляции.

Но на пути к применению эксимерных лазеров в микротехнологии требуется решить ряд задач, среди которых обеспечение высокой производительности технологических процессов и детальное исследование физических основ этих процессов. Повышение производительности возможно, например, за счет увеличения длительности