

02; 11

© 1991 г.

ФОРМИРОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНОГО РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ ПРИ МНОГОКРАТНОМ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Б. Брайловский, И. А. Дорофеев, А. Б. Езерский,
В. А. Ермаков, В. И. Лучин, В. Е. Семенов

Экспериментально и теоретически исследован эффект образования крупномасштабных структур на поверхности мишени. Определены условия роста структур в зависимости от давления фонового газа, интенсивности и угла падения лазерного излучения. Предложен механизм генерации структур, связанный с неустойчивостью капиллярных волн в поле давления лазерного факела. Получено дисперсионное уравнение, описывающее неустойчивость, анализ которого дает непротиворечивое объяснение экспериментальных результатов.

Введение

В работах [1-4] сообщалось об образовании крупномасштабного (30—100 мкм) рельефа поверхности непрозрачного материала в зоне воздействия импульсного лазерного излучения. Обсуждались возможные механизмы формирования поверхностных структур. В [5] предлагалось объяснить рост крупномасштабных поверхностных структур (КПС) всасыванием расплава в области разрежения, образующиеся вблизи границы эрозионной плазмы с жидкой поверхностью мишени.

Рост КПС наблюдался также при воздействии на мишень плазменного потока [6]. Здесь эффект объяснялся генерацией нелинейных электрокапиллярных волн на границе расплавленного металла и плазмы.

В настоящей работе исследуется эффект образования КПС при испарении непрозрачных материалов под действием лазерного излучения с длиной волны 1.06 мкм и длительностью импульса $\tau=30$ нс. КПС наблюдались на латуни, бронзе, дюралюминии, Ni, Ge, Sn и некоторых других материалах. Характерный поперечный масштаб обнаруженных структур 20÷30 мкм, максимальная высота при многократном облучении достигает 300 мкм (рис. 1). Экспериментально и теоретически изучены условия образования КПС. Предлагаемый механизм роста КПС связан с неустойчивостью капиллярных волн в поле давления лазерного факела. Пространственная модуляция давления в приповерхностном слое плазмы возникает благодаря локальным фокусировке и дефокусировке потока испаренного вещества, направленного по нормали к поверхности мишени [7]. Вблизи вогнутых участков поверхности устанавливается более высокое давление, чем над соседними выпуклыми частями микрорельефа. Под действием градиента давления расплавленный поверхностный слой перетекает из ямок на горбы рельефа, локальная кривизна поверхности увеличивается, возрастает глубина модуляции давления и т. д. При быстром остывании и отвердевании расплава фиксируется усиление модуляции рельефа от импульса к импульсу.

Линейная теория

Найдем возмущение давления газа над неплоской поверхностью жидкости из решения линеаризованной газодинамической задачи. Форму поверхности расплава будем описывать функцией $z=\xi(r_1)$, где r_1 — радиус-вектор в пло-

скости невозмущенной поверхности, ось z направлена по нормали к ней. Считая возмущения параметров потока квазистационарными, запишем линеаризованные газодинамические уравнения в виде

$$\rho_0 v_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} + \nabla p = 0, \quad (1)$$

$$\rho_0 \operatorname{div} \mathbf{v} + v_0 \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$v_0 \frac{\partial p}{\partial z} + \gamma p_0 \operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (3)$$

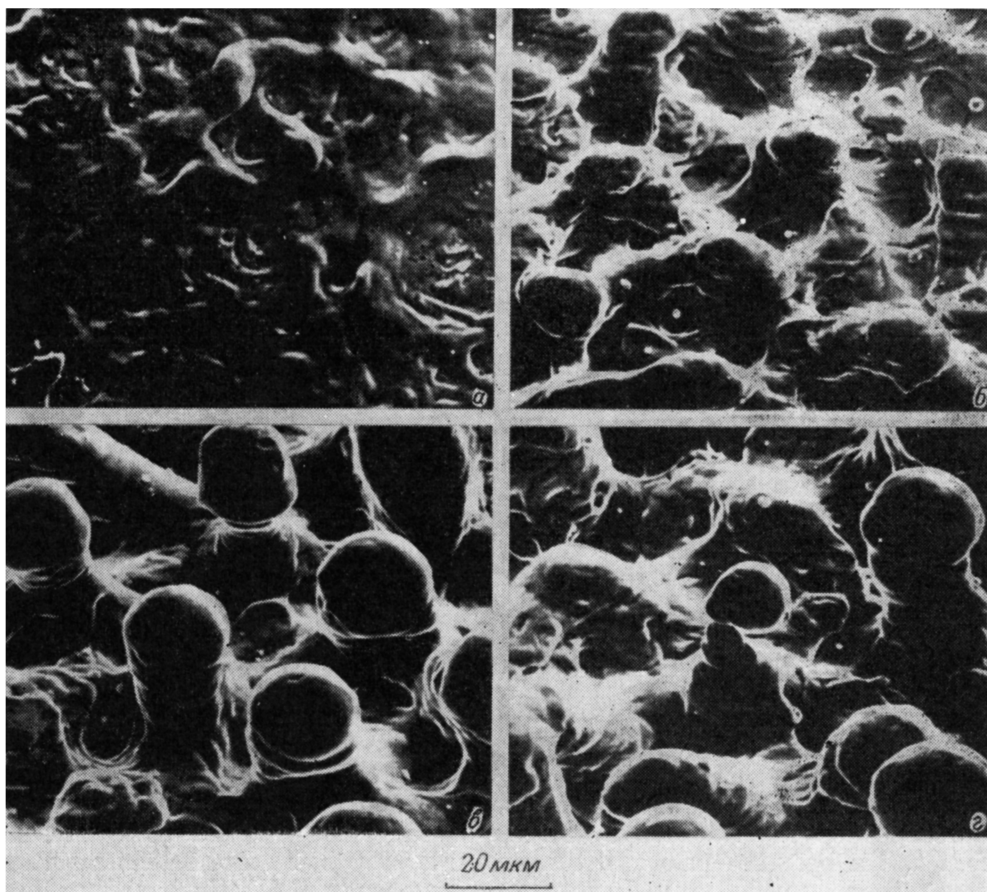


Рис. 1. Мишень после облучения N импульсами в вакууме.

$q = 9 \cdot 10^8$ Вт/см²; N : а — 1, б — 16, в — 32, г — 43. На всех приводимых в работе фотографиях, полученных с помощью растрового электронного микроскопа BS-300, представлена поверхность латунной мишени.

Здесь ρ_0 , v_0 , p_0 — плотность, скорость и давление эрозионной плазмы на невозмущенной поверхности; ρ , $\mathbf{v}$, p — малые возмущения соответствующих параметров; γ — постоянная адиабаты.

Граничные условия с учетом малости ξ зададим следующим образом:

$$|\rho|_{x=0} = 0; \quad v_x|_{x=0} = 0; \quad v_\perp|_{x=0} = -v_0 \nabla \xi; \quad \rho, v, p|_{x \rightarrow \infty} < \infty. \quad (4)$$

Преобразуя (1)–(3), получим

$$\Delta_\perp p + (1 - M_0^2) \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (6)$$

где c_0 — скорость звука, $M_0 = v_0/c_0$ — число Маха.

Как видно из (5), решение задачи существенно зависит от режима истечения газа. В случае сверхзвукового потока ($M_0 > 1$) нетрудно показать, что поверхность ничего «не знает» о процессах над ней, поэтому постановка самосогласованной задачи не имеет смысла. В дальнейшем будем рассматривать только дозвуковое ($M_0 < 1$) истечение газа с поверхности. Именно дозвуковой режим течения испаренного вещества реализуется в условиях поглощения эрозионной плазмой лазерного излучения [8].

В рассматриваемой модели адиабатического разлета поглощение учитывается неявно в граничном условии $M_0|_{z=0} < 1$ и число Маха является, вообще говоря, свободным параметром задачи.

Решение уравнения (5) ищем в виде $p = f(z) \cdot e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp}$. С учетом граничных условий на бесконечности получим

$$p = p_1 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp} \cdot e^{-k\beta z}, \quad (7)$$

где $\beta = 1/\sqrt{1-M_0^2}$.

Решения уравнений (6), (1) в этом случае можно представить в виде

$$\rho = \frac{p_1}{c_0^2} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp - k\beta z} + \rho_1 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp}, \quad (8)$$

$$\mathbf{v} = \frac{\nabla p}{\rho_0 v_0 k \beta} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp - k\beta z} + \mathbf{v}_1 e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp}. \quad (9)$$

Постоянные интегрирования p_1 , ρ_1 , v_1 определяются граничными условиями на плоскости $z=0$. В частности, для синусоидальной волны поверхностного расплава $\xi = \xi_1 \cdot e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp}$ из (4) нетрудно показать, что

$$p_1 = -\rho_0 v_0^2 \beta^2 k \xi_1. \quad (10)$$

Модуляция давления пара над расплавом существенным образом влияет на динамику капиллярных волн на его поверхности. Используя полученное выше соотношение (10) для возмущения давления пара над поверхностью расплава, задачу о динамике этих волн можно свести к отысканию решения уравнения Лапласа для потенциала скорости жидкости Φ , удовлетворяющего следующему граничному условию [9] на ее поверхности:

$$\rho_* \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \sigma \Delta_\perp \xi - \rho_0 v_0^2 \beta^2 k \xi = 0, \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad (12)$$

где ρ_* и σ — плотность и коэффициент поверхностного натяжения расплава.

В случае конечной глубины расплава h соответствующее (11) дисперсионное уравнение капиллярных волн имеет вид

$$[\omega^2 = (-\frac{\rho_* v_0^2 \beta^2}{\rho_*} k^2 + \frac{\sigma}{\rho_*} k^3) \operatorname{th}(kh)]. \quad (13)$$

Оптимальная длина волны, соответствующая максимуму инкремента неустойчивости, определяется из уравнения

$$\frac{\operatorname{sh}(2kh)}{2h} = \frac{-\rho_* v_0^2 \beta^2 k + \sigma k^3}{2\rho_* v_0^2 \beta^2 - 3\sigma k}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что поверхность жидкости неустойчива в диапазоне волновых чисел

$$\frac{2}{3} \frac{\rho_* v_0^2 \beta^2}{\sigma} < k < \frac{\rho_* v_0^2 \beta^2}{\sigma}.$$

В случае $kh \ll 1$ из (14) получаем

$$k_{\text{opt}} = \frac{3}{4} \frac{\rho_0 v_0^2 \beta^2}{\sigma}. \quad (15)$$

При этом инкремент неустойчивости равен

$$\Gamma_{\text{max}} = \frac{\rho_0^2 v_0^4 \beta^2}{16} \sqrt{\frac{27\hbar}{\sigma^3 \rho_{\text{ж}}}}. \quad (16)$$

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследовались условия образования КПС на различных материалах в зависимости от давления фоновой среды, плотности потока энергии и угла падения излучения. Давление фонового газа (воздуха или аргона) в вакуумной камере изменялось от 10^{-3} до 10^5 П. Излучение проецировалось на мишень в пятно диаметром $d=1$ мм, плотность потока энергии достигала значения $q=3 \cdot 10^9$ Вт/см².

Модель основана на предположении о наличии жидкого слоя и интенсивного поверхностного испарения при $M_0 < 1$ на мишени. Экспериментальные данные говорят о том, что эти условия не только выполняются в опытах, но и, по-видимому, являются необходимыми для роста КПС. О присутствии жидкой фазы на поверхности свидетельствуют характерный «венчик» затвердевшего расплава на краю кратера (рис. 5) и капли на подложке, расположенной на пути разлета эрозивной плазмы. В отсутствие капель и «венчика», например, при испарении CdTe КПС не наблюдаются. Порог образования КПС совпадает с порогом интенсивного испарения — вне кратера структуры отсутствуют. Условие $M_0 < 1$, как известно [8], выполняется при интенсивном поглощении лазерного излучения эрозивной плазмой, характерном для испарения в режиме наносекундных импульсов.

Число Маха на поверхности мишени оказывается наиболее существенным параметром, без оценки которого трудно судить об адекватности модели. Запишем (15) и (16) в виде

$$\lambda = \frac{3\pi\sigma\sqrt{1-M_0^2}}{\gamma\rho_0 M_0^2}, \quad (17)$$

$$\Gamma_{\text{max}} = \frac{2(\gamma\rho_0)^{3/4}}{3\sqrt{3}\sigma\sqrt{\rho_{\text{ж}}}} \left(\frac{M_0^2}{1-M_0^2} \right)^{3/4}. \quad (18)$$

Оценим среднее за импульс значение числа Маха на поверхности мишени по известной из эксперимента глубине кратера H [10]. Из соотношения $n_0 v_0 \tau = n_+ H$, где n_0 и n_+ — концентрации пара вблизи поверхности и атомов в твердом теле, при $n_0 = 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ (оценена по известным из [8, 11] давлению и температуре) получим $v_0 = 2 \cdot 10^4$ см/с. При скорости звука $c_0 = 2 \cdot 10^5$ см/с число Маха $M_0 = 0.1$. Тогда $\lambda = 10$ мкм и $\Gamma_{\text{max}} = 3 \cdot 10^6$ с⁻¹.

Даже с учетом того, что для роста КПС требуется многократное облучение мишени, оценка инкремента выглядела недостаточно убедительной. Не исключено, что рельеф развивается не из исходных шероховатостей поверхности. Вид мишени после первого импульса дает основание предположить, что начальные неоднородности образуются при выплеске расплава из микрократеров (рис. 2). Но их рост при многократном облучении поверхности возможен, если масштаб близок к оптимальному. В том можно убедиться, задав искусственный рельеф. Латунную мишень облучали несколькими импульсами, проецируя изображение сетки на поверхность. В затененных местах возникали и росли штыри характерной для КПС формы, причем скорость роста была в 1.5—2 раза выше, чем при равномерной засветке (из-за больших градиентов давления). Начальный рельеф продолжал расти при последующем многократном облучении в отсутствие сетки в том случае, если период структуры был $\lambda \approx 20$ мкм. Если $\lambda = 10$ или 30 мкм, то периодическая КПС разрушалась и возникала непериодическая структура штырей с масштабом $\lambda = 20$ мкм.

В модели рассматривался адиабатический разлет пара. Особенности испарения, связанные с нагревом плазмы, учитывались только при выборе числа Маха $M_0 < 1$. Для объяснения ряда экспериментальных данных требуется более детальный анализ роли экранировки. С ней может быть связан эффект сглаживания рельефа при больших интенсивностях, когда ослабление излучения в плазменном факеле становится существенным (рис. 3). Оптическая толщина

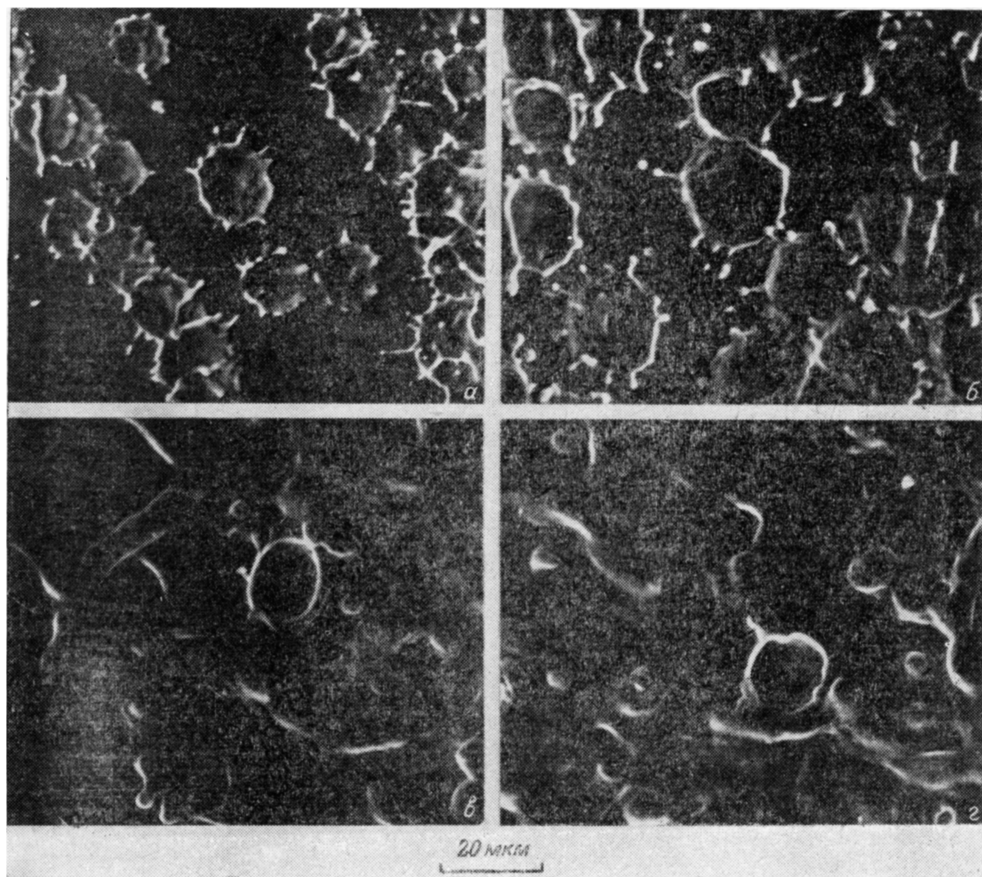


Рис. 2. Вид поверхности после облучения одним импульсом в вакууме.

q , Вт/см²: а — $3.4 \cdot 10^8$, б — $5 \cdot 10^8$, в — 10^9 , г — $2 \cdot 10^9$.

слоя над углублением рельефа больше, чем над выпуклой частью. Плотности потока лазерного излучения, достигающего мишени q_1 , температура поверхности и скорость испарения оказываются промодулированными в противофазе с давлением p и рост рельефа замедлен. Оценим глубину модуляции температуры ΔT и давления насыщенных паров $\Delta p_{\text{н}}$. Пренебрежем затратами на испарение, так как $n_0 \Omega \nu_0 \sim 3 \cdot 10^6$ Вт см² $\ll q_1$. Здесь Ω — теплота испарения на одну частицу. Тогда

$$\Delta T = \frac{q_1 \sqrt{\tau}}{\rho_{\text{м}} c \sqrt{a}} x_0 \xi = T_0 x_0 \xi, \quad (19)$$

где $\rho_{\text{м}}$, c , a — плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность мишени; x_0 — коэффициент поглощения излучения плазмой вблизи поверхности мишени.

Используя формулу Клапейрона—Клаузиуса и полагая, что процесс испарения близок к равновесному ($M_0 \ll 1$), получим

$$\Delta p_{\text{н}} = \frac{p_0 \Omega}{T_0^2} T_0 x_0 \xi = n_0 \Omega x_0 \xi. \quad (20)$$

Соответственно промодулированными оказываются скорость испарения и давление отдачи, причем градиент давления направлен против градиента, связанного с фокусировкой плазмы. Эффект становится существенным, если

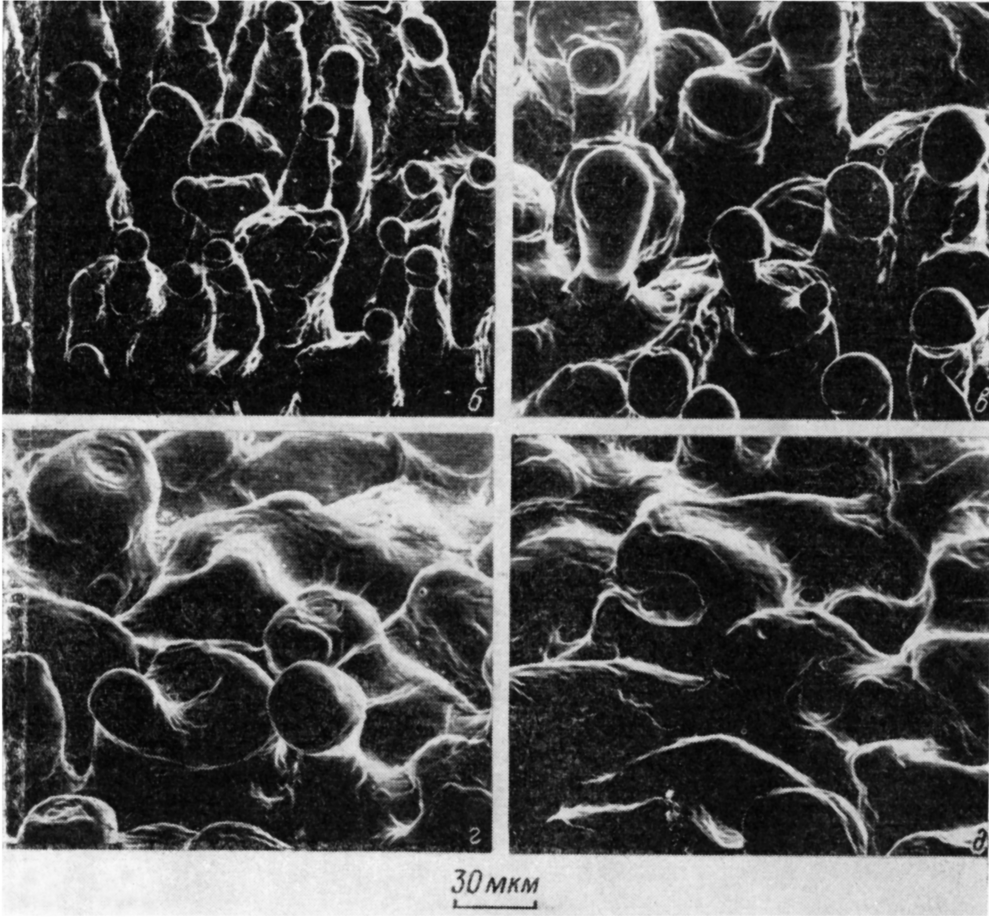
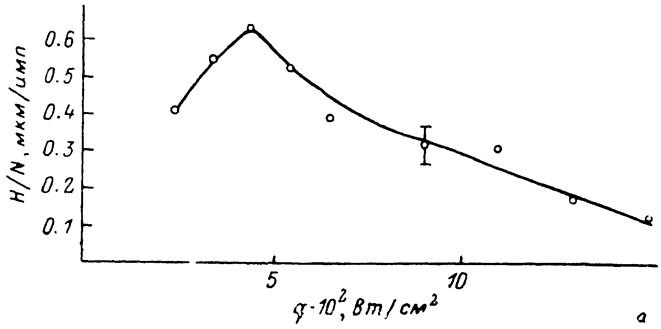


Рис. 3. Зависимость средней скорости роста высоты КПС от плотности потока излучения (а) и фотографии поверхностного рельефа мишени после облучения 180 импульсами в вакууме (б—г).
 $q, \text{Вт/см}^2$: б — $4 \cdot 10^8$, в — $6.5 \cdot 10^8$, г — 10^9 , д — $1.3 \cdot 10^9$.

$\Delta p_{\text{н}} \sim p_1$. Сравнивая (10) и (20), убеждаемся, что модуляцию оптической толщины нужно учитывать при условии

$$\alpha_0 \sim \frac{m v_0^2}{\Omega \sqrt{1 - M_0^2}} k,$$

где m — масса атома.

При $q \sim 10^9$ Вт/см² и $k = k_{\text{орт}}$ получим $\chi_0 \sim 100$ см⁻¹, что хорошо согласуется с оценкой коэффициента тормозного поглощения для плазменных параметров в данном режиме испарения [12].

Если в граничном условии (11) учесть изменение давления отдачи ΔP_s , связанное с модуляцией давления насыщенных паров, положив $\Delta p_s \approx \Delta p_n$, получим новое дисперсионное уравнение ($kh \ll 1$)

$$\omega^2 = \frac{n_0 \Omega \chi_0 \hbar}{\rho_{\text{ж}}} k^2 - \frac{\rho_0 v_{\text{г}}^2 \beta}{\rho_{\text{ж}}} k^3 + \frac{\sigma \hbar}{\rho_{\text{ж}}} k^4. \quad (21)$$

Из него следует, что поверхность расплава неустойчива в интервале $k_1 < k < k_2$, где

$$k_{1,2} = \frac{\rho_0 v_{\text{г}}^2 \beta}{2\sigma} \pm \sqrt{\frac{(\rho_0 v_{\text{г}}^2 \beta)^2}{4\sigma^2} - \frac{n_0 \Omega \chi_0}{\sigma}}, \quad (22)$$

$$k_{\text{орт}} = \frac{3\rho_0 v_{\text{г}}^2 \beta}{8\sigma} + \sqrt{\left(\frac{3\rho_0 v_{\text{г}}^2 \beta}{8\sigma}\right)^2 - \frac{n_0 \Omega \chi_0}{4\sigma}}. \quad (23)$$

Из (22) видно, что для развития неустойчивости необходимо выполнение условия

$$\chi_0 < \frac{n_0 m^2 v_{\text{г}}^4 \beta^2}{4\Omega \sigma}. \quad (24)$$

В рассматриваемом диапазоне интенсивности излучения с ростом q увеличиваются $\rho_0 v_{\text{г}}^2$ и χ_0 . Конкуренция этих факторов дает максимум в зависимости инкремента неустойчивости от q и объясняет влияние этого параметра на скорость роста КПС.

Влияние модуляции толщины плазменного слоя сказывается также на масштабе рельефа. Оптимальный масштаб, согласно (23), должен увеличиваться в 2 раза с ростом q от значений, соответствующих почти прозрачной плазме, до величины, при которой КПС не развивается (рис. 3, б).

Вследствие модуляции температуры поверхности вклад в развитие рельефа может давать термокапиллярный эффект. Запишем поверхностное давление с учетом термокапиллярности

$$\bar{p} = -\gamma \Delta_{\perp} \xi - \frac{d\sigma}{dT} T_1 \Delta_{\perp} \xi. \quad (25)$$

Из (25) видно, что добавка к поверхностному давлению, связанная с термокапиллярным эффектом, нелинейна относительно ξ . Воспользовавшись (19), оценим, при каких значениях амплитуды возмущения поверхности она становится существенна. Возьмем $d\sigma/dT = 0.7$ эрг/см²/град (для меди), $T = 5 \cdot 10^3$ К, $\chi_0 = 10^2$ см⁻¹, $\sigma = 1.3 \cdot 10^3$ эрг/см². Тогда $(d\sigma/dT) T_1 \chi_0 \xi \sim \sigma$ при $\xi > 3 \cdot 10^{-3}$ см. В зависимости от знака $d\sigma/dT$ нелинейная добавка к поверхностному давлению ускоряет развитие ямок и одновременно делает более плоскими вершины КПС (случай $d\sigma/dT > 0$) либо деформирует профиль противоположным образом ($d\sigma/dT < 0$). У большинства материалов $d\sigma/dT < 0$, и структуры состоят из пиков, высота которых больше глубины ямок (рис. 4, б). Из исследованных мишеней выделяются Си и Аг, поверхностный рельеф которых после облучения состоит не из пиков, а из ямок, образующих такую же по топологии и масштабу структуру. У меди $d\sigma/dT$ положительна и велика [13], у серебра $d\sigma/dT = -0.13$ эрг/см²·град. Данные относятся к границе расплав—Н₂. Не исключено, что в атмосфере собственных паров $d\sigma/dT$ серебра имеет другой знак. Тогда возможность существования КПС двух типов связана с термокапиллярным эффектом.

Индивидуальные свойства материалов, определяющие необходимое условие роста КПС (24), изменяются в широких пределах. На мишенях из латуни, бронзы, алюминия, дюралюминия, никеля, германия и олова КПС зарегистрированы в диапазоне значений q от порога интенсивного испарения $q_{\text{исп}}$ до $1.5 - 6 q_{\text{лет}}$. На ряде материалов структуры отсутствуют, в частности на W, V, Mo, Ti, Cr, Si. Из-за сложной динамики экранировки и испарения разделить материалы по условию (24) в рамках данной работы не представляется воз-

можным, для этого необходимо проводить численные расчеты. Можно заметить только, что на материалах с большой теплотой испарения КПС не образуются. В этом случае наряду с нарушением условия (24) может проявляться следующий фактор. В результате экранировки, а также при превышении давления плазмы вблизи поверхности значения давления насыщенного пара при данной температуре возможно прекращение испарения во время действия лазерного импульса [8]. Тогда через $t \sim \lambda_{\text{opt}} c_0$ модуляция давления исчезнет,

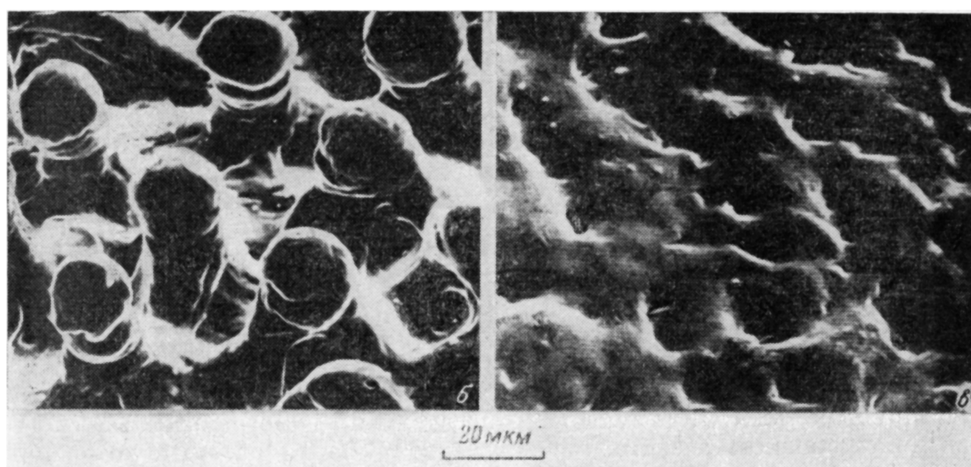
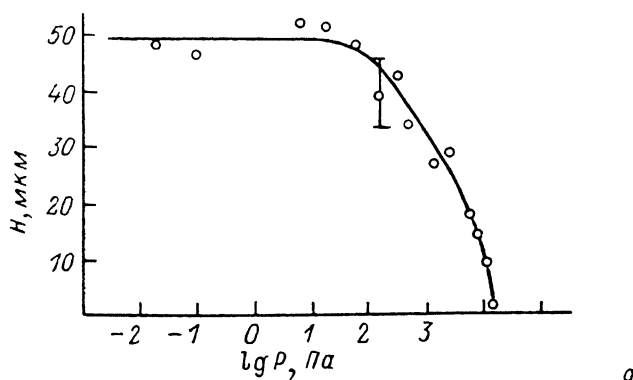


Рис. 4. Высота КПС в зависимости от давления воздуха в камере при $N=60$, $q=9 \cdot 10^8$ Вт/см² (а) и вид поверхности рельефа мишени после облучения 30 импульсами ($q=9 \cdot 10^8$ Вт/см²) при давлении воздуха в камере $p=10^{-3}$ (б) и 10^{-5} Па (в).

при этом поверхностный слой остается расплавленным и под действием сил поверхностного натяжения рельеф, сформировавшийся к этому времени, сглаживается.

По-видимому, с прекращением испарения во время действия импульса связана зависимость скорости роста КПС от давления фоновых газов (рис. 4). Общая оптическая толщина эрозивной и воздушной плазмы оказывается достаточной для полной экранировки поверхности или уменьшения скорости испарения.

Динамика испарения изменяется также, если разлет плазмы в вакуум ограничен преградой, расположенной вблизи мишени на расстоянии $l < v_{\text{фр}} \cdot \tau$ и $d/2$ ($v_{\text{фр}}$ — скорость фронта плазменного сгустка). В случае $l < 0.12$ мм и $d \approx 1$ мм КПС на латуни отсутствуют. В этих условиях фронт ударной волны, возникающей при торможении плазмы у преграды, успевает достигнуть поверхности мишени до окончания лазерного импульса. С увеличением плотности, оптической толщины и давления плазмы испарение прекращается. В дальнейшем происходит разрушение рельефа.

При облучении мишени под углом α , отличным от нуля (отсчет от нормали), изменяется освещенность отдельных участков КПС, а следовательно, нарушается аксиальная симметрия поля градиентов давления. Градиенты в плоскости падения излучения становятся преобладающими и вызывают направленный массоперенос расплава. В результате происходит генерация пространственной структуры, ориентированной преимущественно перпендикулярно плоскости падения (рис. 5).

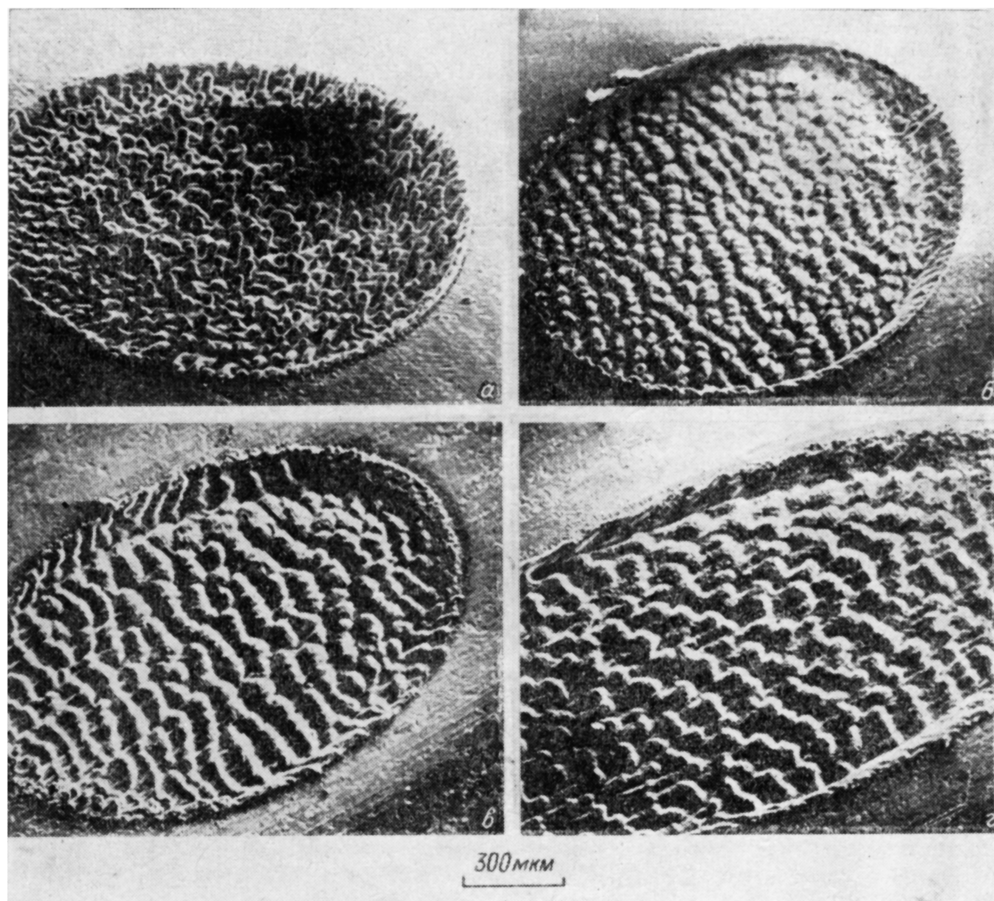


Рис. 5. Вид кратера на поверхности мишени после облучения в вакууме.

$N=60$, $q=9 \cdot 10^8$ Вт/см²; α , град: а — 0, б — 45, в — 60, г — 70.

С отклонением угла падения от нормали к поверхности уменьшается скорость роста КПС и растет период, что объясняется увеличением оптической толщины слоя при косом падении излучения и соответственно уменьшением числа Маха M_0 в (17).

Таким образом, экспериментальные результаты непротиворечиво объясняются в рамках предлагаемой теории генерации КПС на поверхности расплава в поле давления лазерного факела.

Авторы выражают благодарность И. С. Арансону, С. В. Гапонову, В. В. Курину и М. И. Рабиновичу за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Bastow T. G. // Nature. 1969. Vol. 54. P. 1058—1060.
- [2] Асеев В. П., Горбуное А. А., Конов В. И. и др. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 7. С. 1466—1469.
- [3] Dyer P. E., Jenkins S. D., Sidhu G. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 8. P. 453—455.

- [4] *Агеев В. П., Горбунов А. А., Конов В. И.* // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 6. С. 1214—1221.
- [5] *Углов А. А., Селищев С. В.* // ЖТФ. 1985. Т. 85. Вып. 4. С. 649—654.
- [6] *Габович М. Д., Порицкий В. Я.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 0. С. 000.
- [7] *Минько Л. Я., Федюшин Б. Т., Чивель Ю. А., Чумаков А. И.* // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 3. С. 639—640.
- [8] *Мажукин В. И., Пестрякова Г. А.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 4. С. 783—790.
- [9] *Ландау Л. Д., Лившиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [10] *Девярых Г. Г., Гапов С. В., Ковалев И. Д.* и др. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 19. С. 906—910.
- [11] *Гноевой Я. Т., Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Суляев В. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. Вып. 9. С. 440—443.
- [12] *Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н.* // Тр. ФИАН СССР. 1970. Т. 52. С. 118—170.
- [13] *Семенченко В. К.* Поверхностные явления в металлах и сплавах. М., 1957. 491 с.

Институт прикладной физики
АН СССР
Горький

Поступило в Редакцию
15 января 1990 г.