

05; 07

**ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ИНИЦИИРОВАНИЯ
САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕЙСЯ РЕАКЦИИ ОКИСЛЕНИЯ
ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНОМ НАГРЕВЕ МЕТАЛЛА**

*О. Г. Бузыкин, А. В. Бурмистров, О. И. Калабушкин, Л. Н. Капорский,
В. С. Салядинов, А. А. Семенов, В. М. Уськов*

На основе развитой одномерной модели, учитывающей различные составляющие энерго-массообмена, проанализированы условия инициирования самоподдерживающейся реакции окисления, развивающейся на металлических пластинах под действием импульсного лазерного излучения. Показано, что учет уноса расплава из зоны облучения под действием тангенциального воздушного потока позволяет удовлетворительно описать широкий круг экспериментальных данных.

В работе [1] установлено, что существенное влияние на инициирование самоподдерживающейся экзотермической реакции (СЭР) и на образование отверстий при действии световых импульсов на металлические пластины, находящиеся в струе окислителя, оказывает движение расплава. Модель сдвигового уноса расплава, учитывающая зависимость вязкости расплава от температуры, изложена в [2]. На основе этой модели определены основные количественные характеристики процесса движения расплава.

Численные расчеты пороговой энергии инициирования E_* и времени сквозного проплавления t_{\perp} проводились ранее [1, 3] лишь для предельных случаев отсутствия движения расплава и мгновенного его удаления. Было показано, что модель с мгновенным уносом не позволяет удовлетворительно описать экспериментальные закономерности нагрева металла [4], образования отверстий и инициирования СЭР [1, 5]. Недостаточность этой модели подтверждена в работе [1] оценками, согласно которым в рассматриваемых экспериментальных условиях расплав уносится из области импульсного нагрева не полностью, а частично. В настоящей работе предпринимается попытка упрощенного учета последнего обстоятельства в численных расчетах величин E_* и t_{\perp} и трактовке на этой основе известных и ряда новых экспериментальных зависимостей указанных величин от длительности серии импульсов τ (время от начала первого до конца последнего импульса), скорости потока окислителя u_{∞} и других параметров задачи.

**Моделирование составляющих энергообмена,
не связанных с движением расплава**

Рассматривается действие серии из N одинаковых импульсов (каждый длительностью τ_0) на обдуваемую тангенциальным потоком окислителя (воздух) поверхность металлической пластины толщиной h_0 (конкретные расчеты проведены для титана). Тыльная поверхность не обдувается. Рассмотрение ограничивается временами $t \ll r_0^2 \rho c / k$ (r_0 — радиус зоны облучения; ρ , c и k — плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность металла), поэтому процесс нагрева, как и в работе [2], описывается одномерным уравнением теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (1)$$

Здесь t — время, y — координата по нормали к поверхности (начало координат — на лицевой поверхности, пластина располагается в области $y > 0$), T — температура материала.

Начальное и граничное условия

$$T|_{t=0} = T_{\infty}, \quad \pm k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_w = IA - \sigma \varepsilon (T_w^4 - T_{\infty}^4) - \alpha (T_w - T_{\infty}) + j_k w - \lambda_n j_n - q_p, \quad (2), (3)$$

где I — интенсивность падающего излучения; A — поглощательная способность поверхности; σ — постоянная Стефана—Больцмана, ε — излучательная способность; α — коэффициент конвективной теплоотдачи; j_k , j_n — плотности потоков массы кислорода к образцу и пара от образца; w — удельная теплота реакции окисления в расчете на единицу массы кислорода; λ_n — удельная теплота испарения; q_p — поверхностный сток тепла, моделирующий теплопотери за счет уноса расплава; индексы « w » и « ∞ » относятся к поверхности пластины и к окружающей среде; знаки « $+$ » и « $-$ » — перед левой частью граничного условия соответствуют лицевой и тыльной поверхностям, лицевая поверхность движется в глубь образца вследствие испарения и уноса расплава.

Форма отдельного импульса серии, аппроксимирующая экспериментальную, задается в виде трапеции с длительностью переднего фронта $0.1 \tau_0$ и заднего — $0.65 \tau_0$. Величина ε считается функцией толщины ξ окисной пленки, для титана эта функция приводится в [6]. Коэффициент теплоотдачи на обдуваемой поверхности $\alpha = \text{Nu} \cdot k_r / L$ выражается через расстояние L от начала пограничного слоя до данной точки пластины, Nu — локальное число Нуссельта и k_r — теплопроводность газа, соответствующие определяющей температуре $T_m = 0.55 T_w + 0.45 T_{\infty}$ [7]. Параметр Nu представляется в виде $\text{Nu} = G \cdot \text{Nu}_0$, где Nu_0 — число Нуссельта для изотермической пластины в отсутствие пульсаций скорости набегающего потока, а коэффициент $G > 1$ учитывает интенсификацию теплообмена из-за неоднородного нагрева поверхности и внешней турбулентности [8, 9]. Величина Nu_0 определяется числом Рейнольдса $\text{Re} = Lu_{\infty} / \nu$ (ν — кинетическая вязкость газа при $T = T_m$). В диапазоне $2 \cdot 10^3 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$, перекрывающем интересующие нас экспериментальные условия, зависимость $\text{Nu}_0(\text{Re})$, приводимая в [7], хорошо аппроксимируется выражением $\text{Nu}_0 = 0.08 \text{Re}^{0.7}$. В итоге для α получается формула

$$\alpha = 0.08 \frac{G k_r}{L^{0.3}} \left(\frac{u_{\infty}}{\nu} \right)^{0.7}. \quad (4)$$

В качестве L в этой формуле используется расстояние от начала пограничного слоя до центра зоны облучения. Изменение величины L в пределах зоны нагрева не учитывается. За величину G принимается среднее по нагретой области значение, которое, согласно оценкам по формулам [8, 9], в опытах [1] находится в пределах 1.5—2.0. Для необдуваемой поверхности на основе данных [7] в условиях свободной конвекции полагается $\alpha = 15 \cdot (T_m / T_{\infty})^{0.7} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Изменение толщины окисла со временем рассчитывается из уравнений

$$\frac{d\xi}{dt} = \min \left\{ \frac{d}{\xi} \exp \left(-\frac{T_D}{T_w} \right); \frac{j_{\text{lim}}}{\rho_k} \right\}, \quad T < T_n, \\ \xi = 0, \quad T > T_n. \quad (5)$$

Здесь $d = 330 \text{ см}^2/\text{с}$, $T_D = 33000 \text{ К}$ — кинетические константы титана [6], j_{lim} — предельный диффузионный поток кислорода из газа к образцу, ρ_k — плотность кислорода в окисле, T_n — температура плавления металла.

Первое из равенств (5) учитывает наличие режимов газофазного и твердофазного лимитирования реакции [8], второе моделирует эффект растворения окисла: считается, что при $T > T_n$ окисел мгновенно исчезает из-за резкой интенсифи-

нации процессов переноса в расплаве [10]. Величина j_{lim} определяется с помощью соотношения подобия процессов тепло- и массообмена [7]

$$j_{\text{lim}} = \alpha c_{\infty} \left(\frac{D_r \rho_r}{k_r} \right) (Sc/Pr)^{0.44}. \quad (6)$$

Здесь c_{∞} — относительная концентрация кислорода вдали от образца, ρ_r и D_r — плотность газа и коэффициент диффузии в нем при $T = T_m$, $Pr = 0.72$ и $Sc = 0.58$ — числа Прандтля и Шмидта воздуха.

Поток j_k вычисляется по формулам

$$j_k = \rho_k \frac{d\xi}{dt} (\xi > 0), \quad j = j_{\text{lim}} (\xi = 0, j_n = 0), \quad j = 0 (j_n > 0). \quad (7)$$

Смысл первых двух равенств с учетом (5) очевиден, последнее равенство означает, что при возникновении испарения кислород оттесняется от поверхности парами металла. Рассматривается режим испарения с оттеснением окружающего газа парами металла (сильное испарение), поскольку, согласно оценкам, в диффузионном режиме (без оттеснения) затраты тепла на испарение много меньше интересующих нас значений IA . В случае сильного испарения плотность ρ_1 и давление p_1 паров на внешней границе слоя Кнудсена связаны с числом Маха M_1 на этой границе и параметрами насыщенного пара $\rho_n(T_w)$, $p_n(T_w)$ соотношениями $\rho_1/\rho_n = \varphi(M_1)$, $p_1/p_n = \psi(M_1)$, причем $0 \leq M_1 \leq 1$. Функции $\varphi(M_1)$ и $\psi(M_1)$, приведенные в работе [11], с точностью не хуже 5% аппроксимируются выражениями $\varphi = \exp(-1.31M_1)$, $\psi = \exp(-1.78M_1)$. Учитывая равенства $j_u = \rho_1 v_1 = \rho_1 a_1 M_1$, $a_1 = (\gamma p_1/\rho_1)^{0.5}$, $p_n = \rho_n R_{\mu} T_w$ (v_1 и a_1 — скорость пара и скорость звука на внешней границе слоя Кнудсена, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты паров и R_{μ} — их газовая постоянная), получаем

$$j_u = 0.72 p_n (R_{\mu} T_w)^{-0.5} (p_1/p_n)^{0.87} \ln \frac{p_n}{p_1}. \quad (8)$$

Зависимость $p_n(T_w)$ дается формулой $p_n = p_a \exp\left[\frac{\lambda}{R_{\mu} T_k} (1 - (T_k/T_w))\right]$, где p_a и T_k — атмосферное давление и температура кипения металла при нормальных условиях.

Давление p_1 зависит от режима течения паров и их взаимодействия с набегающим потоком. Далее течение паров считается квазистационарным, что справедливо, если характерное газодинамическое время $t_r = r_0/v_1$ мало по сравнению со временем изменения потока j_u . Тогда при $M_1 < 1$ величину p_1 можно принять равной давлению окружающей среды p_{∞} [11], пренебрегая тем самым перепадами давления $\Delta p \approx \rho_{\infty} u_{\infty}^2/2$, вызванными движением этой среды. В таком приближении для дозвуковых режимов испарения поток j_n вычисляется путем подстановки в (8) $p_1 = p_{\infty}$. Изменение p_n от p_{∞} до $p_{\infty}/\psi(1) \approx 5p_{\infty}$ сопровождается возрастанием M_1 от 0 до 1. В области $p_n > p_{\infty}/\psi(1)$ величины M_1 и p_1/p_n стабилизируются на значениях 1 и $\psi(1)$, при этом возникает участок сверхзвукового течения, и тогда условие $p_1 = p_{\infty}$ нарушается. Поток j_n в таком режиме вычисляется по формуле (8) с учетом равенства $p_1 = \psi(1) p_n$.

Моделирование уноса расплава путем введения критической толщины

Согласно оценкам [1], в рассматриваемых экспериментальных условиях силовое взаимодействие струи окислителя с расплавом может вызывать два различных механизма его удаления из зоны облучения: сдвиговый унос, преобладающий в области малых скоростей обдува, и капельный, развивающийся при $u_{\infty} \geq 100$ м/с, причем в этом диапазоне скоростей продолжает действовать и сдвиговый унос, давая существенную часть общего потока массы. Данные скоростной киносъемки [2] показали, что наряду со сдвиговым течением расплава за пределы облученной зоны с ее поверхности несколько раз до момента образования отверстия срываются довольно крупные объемы расплава с максимальными линейными размерами порядка радиуса зоны облучения.

Во время действия импульсов и на временах $\sim \tau_0$ после них движение расплава может иметь специфику, связанную, в частности, с выдавливанием жидкой фазы из области ее образования силой реакции струи паров и с неустойчивостью поверхности расплава в потоке. Ввиду сложности детального описания этих явлений в настоящей работе унос расплава моделируется упрощенно. Считается, что унос отсутствует, если толщина слоя жидкости Δ не превышает некоторой критической величины Δ_k , зависящей от u_∞ и T_w . Принимается, что при достижении слоем расплава толщины Δ_k поверхность раздела жидкость—газ начинает двигаться в глубь образца с той же скоростью v_* , что и изотерма плавления. Интенсивность теплопотерь, обусловленных уносом расплава, вычисляется по формуле

$$q_p = 0, \quad \Delta < \Delta_k; \quad q_p = \rho v_* \int_{T_\infty}^{T_w} c(T) dT, \quad \Delta = \Delta_k.$$

Очевидно, данная модель может рассматриваться лишь как условное описание движения расплава. В то же время такое описание использовалось в ряде работ по пленочному охлаждению. Например, в работе [12] приводятся полуэмпирические зависимости Δ_k от u_∞ и физических свойств жидкости и газа, позволявшие получать удовлетворительное согласие расчетов с экспериментом. Представляет интерес использовать такого типа зависимости в расчетах настоящей работы с целью проверки их пригодности для описания опытных данных по проплавлению отверстий и иницированию СЭР.

Вид зависимости $\Delta_k(u_\infty, T_w)$ подберем исходя из данной работы [12], согласно которой жидкая пленка на твердой поверхности становится неустойчивой, начинает диспергироваться и уноситься газовым потоком, если Δ превысит значение

$$\Delta_k = \frac{\mu \sqrt{Re_*}}{\sqrt{\tau_w \rho}},$$

где Re_* — критическое число Рейнольдса, τ_w — напряжение трения газа о расплав.

Напряжение трения можно вычислить по коэффициенту теплообмена α и соотношению $\tau_w = \alpha u_\infty Pr^{0.4} / c_p$ (c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении), вытекающему из аналогии теплообмена и трения [7, 9].

Температурная зависимость Δ_k связана в основном с произведением $\mu Re_*^{0.5}$ из-за достаточно резкого убывания μ с ростом T [13] и зависимости Re_* от μ [12]. Скорость газа u_∞ влияет на величину Δ_k через τ_w . Ввиду сложных пространственных и временных изменений температуры расплава при многоимпульсном воздействии произведение $\mu Re_*^{0.5}$ в настоящей работе считалось варьируемой константой, подбиравшейся из условия согласия расчетов с экспериментальными данными. В качестве таких данных взяты зависимости величины $v_\perp = h_0 / t_\perp$ (t_\perp — время образования отверстия) от скорости обдува u_∞ , измеренные в работе [1] для трех значений суммарной по серии импульсов плотности энергии $E_1 = 1100$ Дж/см², $E_2 = 955$ Дж/см², $E_3 = 776$ Дж/см².¹ Согласие расчетных зависимостей $v_\perp(u_\infty)$ с указанными экспериментальными достигалось за счет варьирования констант G , $\mu Re_*^{0.5}$ и A .

Время образования отверстия и время проплавления

Покажем, что в рассматриваемых экспериментальных условиях большую часть времени образования отверстия t_\perp (от начала облучения до момента появления отверстия) составляет время проплавления $t_{\perp 1}$ (промежуток от начала облучения до момента, когда фронт плавления достигает тыльной поверхности), т. е. $t_\perp - t_{\perp 1} \ll t_\perp$. Для этого учтем, что характерный масштаб изменения интенсивности тепловых источников по радиусу в центральной зоне пятна

¹ В работе [1] имеются опечатки: на рис. 1 кривая 1 соответствует 1100 Дж/см²; на рис. 3, б правильный логарифмический масштаб по оси h_0 таков, что крайние левые экспериментальные точки соответствуют $h_0 = 0.06$ мм, а крайние правые — 0.8 мм.

$r < r_0/2$, где появляется отверстие, велик по сравнению с толщиной пластины и, следовательно, расплавленная область размером $r_n \gg h_0$ на тыльной стороне образуется через промежуток времени $\Delta t \ll t_{11}$ после момента t_{11} . Рассмотрим силы, возникающие при случайном отклонении такой тонкой пленки расплава от положения равновесия. Аэродинамическая сила, направленная по нормали к поверхности, составит $F \sim \rho_\infty u_\infty^2 \delta$, где δ — отклонение поверхности от положения равновесия в направлении, перпендикулярном набегающему потоку. Противоположно направленной составляющей силы поверхностного натяжения есть $F \sim \sigma_s \delta/d$, где d — характерный продольный размер (полуволна) возмущения формы пленки, σ_s — коэффициент поверхностного натяжения. Поэтому приближенное уравнение движения имеет вид $\delta d \rho h_n = \delta (\rho_\infty u_\infty^2 - \sigma_s/d)$, где h_n — толщина пленки. Отсюда следует выражение для инкремента возмущений

$$\gamma = \left(\frac{\sigma_s}{\rho h_n d_0^2} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{d^2} \right)^{1/2}, \quad d = \frac{d}{d_0}, \quad d_0 = \frac{\sigma_s}{\rho_\infty u_\infty^2},$$

согласно которому неустойчивы возмущения с $d > d_0$.

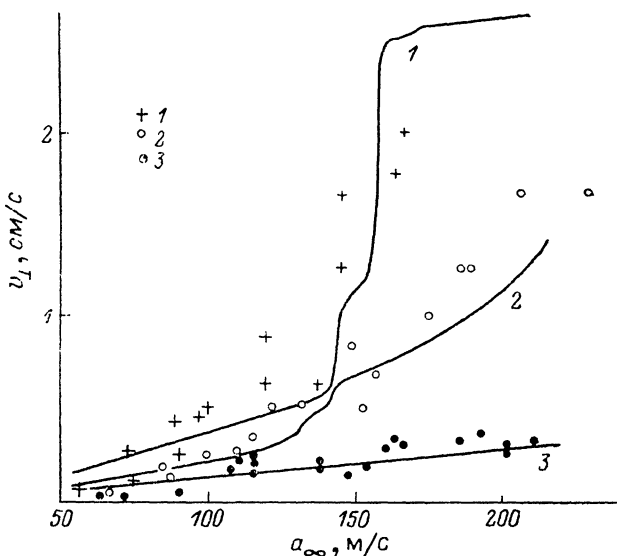


Рис. 1. Зависимость скорости образования отверстия v_1 от скорости воздушного потока u_∞ при различных значениях плотности энергии.

1 — 1100, 2 — 955, 3 — 776 Дж/см². Кривые — расчет, точки — эксперимент.

Максимальным инкрементом γ_m обладают возмущения с $d = d_m = \sqrt{2} \cdot d_0$, причем $\gamma_m = \rho_\infty u_\infty^2 / 2 (\rho \sigma_s h_n)^{1/2}$. В опытах [1] $\rho_\infty = 1.29 \cdot 10^{-3}$ г·см⁻³, $\sigma_s \approx 1400$ дин·см⁻¹, $h_n < 0.05$ см, $\rho \approx 4.3$ г·см⁻³. При этом для $u_\infty \geq 50$ м/с получаем $\gamma_m \geq 10^3$ с⁻¹, $d_m \leq 6 \cdot 10^{-2}$ см $\ll r_0$, так что пленка с размером $r_n \ll r_0$ будет разрываться за счет неустойчивости за время $\Delta t_\gamma \sim \gamma_m^{-1} \leq 10^{-3}$ с. Последняя величина пренебрежимо мала по сравнению с временами t_1 , измеренными в опытах [1], тем самым неравенство $t_1 - t_{11} \ll t_1$ выполняется. Задача вычисления времени образования отверстия сводится, таким образом, к расчету времени проплавления, определяемого по моменту достижения температуры T_m на тыльной поверхности.

Расчет времени проплавления

В расчетах принята зависимость $c(T) = 680 - 4.75 \cdot 10^3 / T$ (Дж/кг·К), теплопроводность $k(T)$ менялась линейно между значениями: 15.5, 20.6, 30.5 и 35.6 Вт/м·К в точках 1295, 1155, 1941 и 3553 К соответственно. В окрестности точек фазовых переходов к теплоемкости добавляли величины, учитывающие затраты тепла на перекристаллизацию и плавление. Другие параметры приняты

равными [1, 7, 14]: $\rho = 4.3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, $w = 3 \cdot 10^4 \text{ Дж}\cdot\text{г}^{-1}$, $\lambda_w = 8.96 \cdot 10^3 \text{ Дж}\cdot\text{г}^{-1}$, $T_n = 1941 \text{ К}$, $T_k = 3553 \text{ К}$, $\rho_k = 1.68 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, $c_r = 0.23$, $\text{Pr} = 0.72$, $\text{Sc} = 0.58$, $D_r \rho_r / k_r = 1.27 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{кг}\cdot\text{К}$, $p_\infty = p_a = 10^5 \text{ н}\cdot\text{м}^{-2}$, $c_p = 1 \text{ Дж}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $L = 2 \text{ см}$, $N = 4$, $\tau = 20 \text{ мс}$, $\tau_0 = 1.5 \text{ мс}$. Варьирование констант G , A , $\mu \text{Re}_*^{0.5}$ в широком диапазоне показало, что хорошее согласие расчетных кривых $v_\perp(u_\infty)$ с экспериментальными данными [1] удается получить при $G = 1.8$, $A = 0.42$, $\mu \text{Re}_*^{0.5} = 0.0345 \text{ кг}/(\text{м}\cdot\text{с})$ (рис. 1). Найденное G попадает в указанный выше диапазон, величина $A = 0.42$ на 20 % выше значения 0.35, применявшегося ранее [10]. Возможно, это отличие связано с тем, что максимальная локальная плотность падающей энергии в опытах [1] несколько превышала среднюю по облучаемой зоне величину E , использовавшуюся в расчете. Что касается значения $\mu \text{Re}_*^{0.5} = 0.0345 \text{ кг}/(\text{м}\cdot\text{с})$, то для величины $\text{Re}_* = 200$ [1] оно соответствует вязкости $\mu = 2.4 \cdot 10^{-3} \text{ кг}/(\text{м}\cdot\text{с})$, попадающей в диапазон изменения вязкости расплава титана в области температур от T_n до T_k [13].

Отметим наличие нескольких перегибов на расчетных кривых $v_\perp(u_\infty)$ для плотностей энергий E_1 и E_2 . Эти перегибы обусловлены сочетанием многоимпульсности воздействия и уноса расплава. Согласно расчетам, теплотерм, обусловленный уносом расплава в области параметров u_∞ , E (рис. 1) сравнимы с поглощенной образцом энергией излучения и значительно превышают потери энергии на испарение. При замене в расчетах p_∞ на $p_\infty + \rho_\infty u_\infty^2 / 2$ величина v_\perp в указанной области параметров u_∞ , E изменяется менее чем на 10 %, т. е. в этой области влияние обдува на время образования отверстия через изменение давления в парах незначительно. При высоких скоростях обдува u_∞ это обусловлено подавлением испарения вследствие интенсивного уноса расплава, а при низких u_∞ — малостью перепада $\Delta p \approx \rho_\infty u_\infty^2 / 2$ по сравнению с p_∞ .

Расчеты величины v_\perp с помощью моделей без учета уноса расплава и с мгновенным уносом при любых разумных значениях A и G не дают удовлетворительного согласия с экспериментом. Например, модель без уноса расплава дает зависимости $v_\perp(u_\infty)$, имеющие при всех трех вышеуказанных энергиях E наклон, более чем на порядок меньший среднего наклона экспериментальных кривых, соответствующих энергиям E_1 и E_2 , в диапазоне скоростей обдува от 50 до 200 м/с.

Пороговые характеристики иницирования СЭР

В рамках построенной выше пространственно-одномерной модели реакция на временах $t > \tau$ затухает или эффективно продолжается до момента t_\perp в зависимости от того, достаточна или нет плотность энергии E для сквозного проплавления пластины. Очевидно, такое теоретическое описание не позволяет отличить порог образования отверстия $E_n(\tau)$ от порога иницирования СЭР $E_*(\tau)$, которые для рассматриваемой модели следует считать совпадающими $E_n(\tau) \equiv E_*(\tau)$. Как показывают эксперименты, выполненные в настоящей работе, для достаточно широкой области параметров h_0 , u_∞ , τ пороги $E_n(\tau)$ и $E_*(\tau)$, измеренные в опытах, отличаются сравнительно слабо (менее чем на 20 %). Для этой области представляет интерес сравнить расчетные зависимости $E_n(\tau) \equiv E_*(\tau)$, которые дает одномерная модель, с экспериментальными $E_*(\tau)$. На рис. 2 кривая 2 представляет экспериментально полученную в настоящей работе границу $E_*(\tau)$ для случая $h_0 = 0.5 \text{ мм}$, $u_\infty = 130 \text{ м/с}$, $N = 4$, $\tau_0 = 1.5 \text{ мс}$, $S = \pi r^2 = 1.8 \text{ см}^2$, $L = 2 \text{ см}$. Кривая 1 — расчетная граница $E_n(\tau)$, найденная при тех же параметрах пластины, излучения и газового потока. В расчете взяты значения G , A и зависимость $\Delta x(\tau_w)$, найденные в предыдущем разделе. Согласие результатов удовлетворительное: расхождение по $E_{* \text{ min}}$ составляет около 25 %, а по τ_{min} (длительность серии, ниже которой начинается резкий рост E_*) — менее 20 %. Однако расчет не воспроизводит сложный немонотонный характер экспериментальной кривой. В области E_* , превышающих экспериментально исследованные значения, при $\tau = 11 \text{ мс}$ теоретическая зависимость $E_*(\tau)$ становится неоднозначной (рис. 3, кривая 1).

Кривая 2 на рис. 3 рассчитана для $h_0 = 0.8 \text{ мм}$ (остальные параметры те же, что у кривой 1). На ней в отличие от кривой 1 практически полностью отсутствует участок постоянства E_* и имеется хорошо выраженный минимум при τ , равном приблизительно 100 мс. Похожая форма с минимумом примерно при том же τ наблюдается в эксперименте (рис. 3, кривая 4).

Как показали расчеты, на форму границы E_* существенно влияет температурная зависимость теплопроводности расплава, которая в литературе имеется только для температур, менее чем на 100 К превышающих T_n . Сказанное

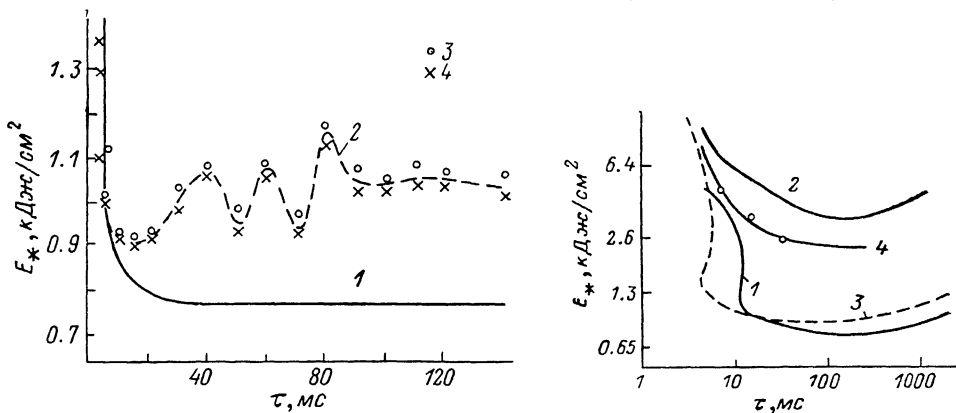


Рис. 2. Зависимость пороговой плотности энергии образования отверстия E_* от длительности пуга из 4-х лазерных импульсов (τ) для образцов из титана толщиной 0.5 мм при скорости обдува $u_\infty=130$ м/с.

1 — расчет; 2—4 — эксперимент (3 — точки в случае образования отверстия; 4 — в случае отсутствия отверстия).

Рис. 3. Зависимость пороговой плотности энергии образования отверстия E_* от длительности пуга из 4-х лазерных импульсов (τ) при скорости обдува $u_\infty=130$ м/с.

1, 3 — расчетные зависимости для титана толщиной 0.5 мм, полученные с учетом температурной зависимости теплопроводности расплава и без ее учета соответственно; 2, 4 — расчетная и экспериментальная зависимости для титана толщиной 0.8 мм.

подтверждается кривой 3 на рис. 3, рассчитанной для зависимости $k(T) = k(T_n) + 8 \cdot 10^{-4} (T - T_n)$, $T > T_n$ [1].

Исследовано также влияние на величину E_* скорости обдува u_∞ . На рис. 4 показаны расчетная и экспериментальная зависимости E_* (u_∞) для пластины

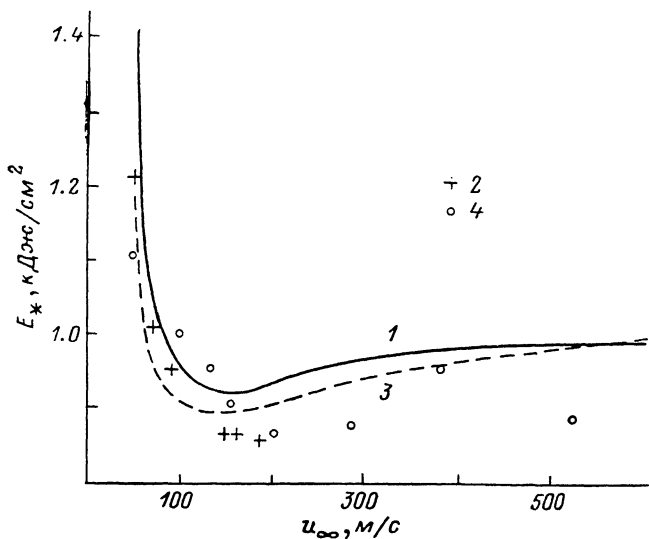


Рис. 4. Зависимость пороговой плотности энергии образования отверстия E_* от скорости воздушного потока u_∞ для титана толщиной 0.5 мм при фиксированных значениях длительности пуга лазерных импульсов.

τ , мс: 1, 2 — 16; 3, 4 — 100. Точками обозначены экспериментальные значения, кривые — расчет.

толщиной $h_0=0.5$ мм при $\tau=16$ мс. Теоретическая кривая имеет слабый минимум, расположенный в области $u_\infty \approx 150$ м/с, что не противоречит экспериментальным данным. Иными словами, согласно расчету, в определенном интервале E при $\tau, h_0 = \text{const}$ область скоростей u_∞ , в которой происходит иницииро-

вание СЭР и проплавление, ограничена не только снизу, как отмечалось в [1], но и сверху: при u_{∞} , больших некоторого $u_{\max}(E)$, из-за интенсивного уноса расплава потери энергии вместе с жидкой фазой приводят к неэффективному энерговыделению в оставшуюся к моменту $t = \tau$ часть образца, вследствие чего после действия серии импульсов металл остывает без проплавления. В дальнейшем необходимо более подробно изучить вопрос о существовании верхней границы по скорости u_{\max} инициирования СЭР как экспериментальными методами, так и теоретически с помощью усовершенствованных моделей движения расплава.

Проведенное исследование показывает, что, несмотря на сложность гидродинамических явлений, возникающих при инициировании СЭР, сравнительно простое моделирование уноса расплава позволяет удовлетворительно описать широкий круг опытных данных. Кроме того, оно предсказывает некоторые новые особенности.

Основным допущением модели уноса расплава настоящей работы является, по-видимому, безынерционность уноса: ясно, что на практике при достаточно быстром плавлении возможно образование слоев толщиной, превышающей Δ_k , поскольку «лишний» расплав, расположенный над слоем толщиной Δ_k , не может уноситься мгновенно. Отсутствие в модели соответствующей задержки уноса должно особенно сильно сказываться на результатах расчетов в области малых длительностей воздействия. Устранение указанного недостатка, вероятно, позволит улучшить согласие теории с экспериментом и дать трактовку опытных фактов, еще не получивших объяснения.

Литература

- [1] Бонч-Бруевич А. М., Бузыкин О. Г., Бурмистров А. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 18. С. 1098—1103.
- [2] Бонч-Бруевич А. М., Калабушкин О. И., Капорский Л. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 18. С. 897—900.
- [3] Поуровская И. Е., Мен Чун Вон // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 582—586.
- [4] Medford J. AIAA Paper. N 1315. New York, 1968. 9 p.
- [5] Калабушкин О. И., Капорский Л. Н., Салядинов В. С., Шабанов Е. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 6. С. 1218—1220.
- [6] Бузыкин О. Г., Бурмистров А. В., Коган М. Н. и др. Препринт ФИАН. № 212. М., 1983. 65 с.
- [7] Каст В., Кришер О., Райнике Г., Винтермантель К. Конвективный тепло- и массоперенос. И.: Энергия, 1980. 49 с.
- [8] Юдаев В. Н. Теплопередача. М.: Высшая школа, 1973. 360 с.
- [9] Кейс В. М. Конвективный тепло- и массоперенос. М.: Энергия, 1972. 446 с.
- [10] Баженов В. В., Бонч-Бруевич А. М., Бузыкин О. Г. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 55. Вып. 2. С. 279—285.
- [11] Pirri A. N. AIAA Paper. N 23. New York, 1986. 11 p.
- [12] Авдеевский В. С., Данилов Ю. И., Кошкин В. К. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике. М., 1960. 390 с.
- [13] Richardson F. D. Physical chemistry of melts in metallurgy. London; New York: Academic Press, 1974. Vol. 1. 289 p.
- [14] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоينا. М.: Атомиздат, 1976. 1007 с.

Поступило в Редакцию
9 февраля 1988 г.