

**Л. И. Рябчук¹, М. Н. Чесноков¹,
М. Ю. Трофименко¹, В. С. Федотова²**

¹Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

²Одесская государственная академия строительства и архитектуры

Зажигание титана импульсным лазерным излучением

Представлено математическое моделирование исследования закономерностей протекания экзотермических процессов под действием оптического излучения. Проведен компьютерный эксперимент по моделированию процессов тепло-массообмена, сопровождающих горение титана в воздушном потоке при действии серии лазерных импульсов прямоугольной формы в интервале интенсивностей потока 10^5 — 10^8 Вт/см². Получены интенсивности минимальной энергии зажигающего импульса при облучении парой эквивалентных прямоугольных импульсов от длительности паузы между ними; зависимость энергозатрат на плавление и зажигание титановой мишени от интенсивности излучения.

Исследование закономерностей протекания экзотермических процессов на поверхности металлической мишени под действием лазерного излучения благодаря специфике ввода энергии и изменению теплового баланса имеет целый ряд особенностей. При импульсном лазерном воспламенении металла существует граница устойчивости [1, 2]. То есть, если образец нагревается в окислительной среде излучением радиуса r_0 и интенсивности I_0 , то существует критическая зависимость $I_{кр} > f(r_0)$, такая, что при $I_0 < f(r_0)$ образец не воспламеняется, а при $I_0 > f(r_0)$ воспламенение происходит при любых начальных условиях. При воздействии на образец серии импульсов $I_{кр}$ зависит также от паузы между импульсами.

Пусть импульс излучения с характерной длительностью φ_n , сфокусированный в пятно с характерным размером r_r , воздействует на поверхность титановой пластинки толщиной H .

В цилиндрической системе координат (r, z) ось z направлена навстречу лазерному лучу, а поток воздуха направлен вдоль облучаемой поверхности $z = H$ (Рис.1)..

Уравнение теплопроводности, описывающее задачу и определяющее распределение температуры в объеме металла имеет вид:

$$\frac{1}{a_T} \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (1)$$

где a_T — температуропроводность титана.

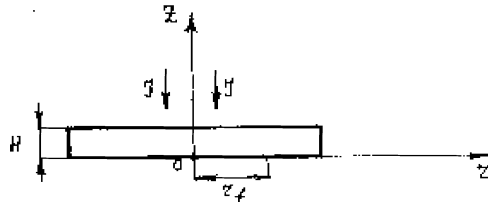


Рис. 1. Схема облучения образца.

Граничное условие к уравнению теплопроводности на облучаемой поверхности мишени

$$\chi \frac{dT}{dz} \Big|_{z=H} = A_\lambda I_\lambda + q_{ch} - q_c - q_r - q_{is} \Big|_{z=H} \quad (2)$$

где $\chi(T)$ — коэффициент теплопроводности металла; $T(t, \tau, z)$ — температура мишени; A_λ — поглощательная способность мишени на длине волны лазерного излучения; I_λ — интенсивность лазерного излучения; q_{ch} , q_c , q_r , q_{is} — плотности тепловых потоков, обусловленные: экзотермической реакцией окисления, поверхностными плотностями мощностей конвективных, радиационных и испарительных потерь тепла соответственно.

Плотность теплового потока, обусловленного окислительной реакцией, пропорциональна скорости окисления

$$q_{ch} = W \rho \frac{dx}{d\tau}, \quad (3)$$

здесь W — удельная теплота реакции окисления; ρ — плотность титана;

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{b}{x} \exp(-T_a / T), \quad (4)$$

параболический закон окисления поверхности металла; x — толщина окисной пленки; T_a — энергия активации окислительной реакции [3]. Рост окисного слоя удовлетворяет параболическому закону окисления до тех пор пока температура поверхности не выше характерной температуры T_u , зависящей от скорости воздушной струи. При более высокой температуре экспоненциальная зависимость сменяется степенной, так как темп окисления dx/dt сдерживается темпом подачи кислорода в зону реакции.

Теория пограничного слоя рассматривает обтекание гладкой поверхности, а в лазерных экспериментах воздушная струя направлена вдоль движущейся поверхности расплава, имеющей волновую структуру и предельная плотность теплового потока кислорода из тангенциальной струи к поверхности должна определяться диффузией молекул через турбулентный погра-

ничный слой. В этом случае плотность теплового потока, обусловленная реакцией окисления может быть представлена в виде [4]

$$q_{ch} = q_x (u / u_0)^{0,8} \quad (6)$$

где $q_x = 1,5 \text{ кВт/см}^2$ и $u_0 = 100 \text{ м/с}$ — характерные константы.

Результаты экспериментов по охлаждению гладкой поверхности струей воздуха удовлетворяют эмпирическому соотношению [5]

$$Nu_T = 0,032 \text{ Re}^{0,8}, \quad (7)$$

где Nu_T — число Нуссельта для теплового потока; Re — число Рейнольдса.

$$Nu_T \equiv \frac{ql}{\chi_v(T - T_0)}$$

где $q = q_c$ — тепловой поток на границе воздуха и пластины; $(T - T_0)$ — разность температур между воздухом и поверхностью металла; χ_v — коэффициент теплопроводности воздуха; l — параметр длины, характеризующий зада-

чу (то есть $l = R$). Исключая число Рейнольдса $Re = \frac{ul}{\nu}$, можно представить соотношение (7) в виде вного выражения для плотности теплового потока [6]

$$q_c = 0,032 \chi_v (T - T_0) \left(\frac{u}{\nu} \right)^{0,8} l^{-0,2}. \quad (8)$$

$q_r = \sigma_c \varepsilon (T^4 - T_{cm}^4)$ — радиационные потери тепла; где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \text{ К}^4)$ — постоянная Стефана-Больцмана; ε — излучательная способность тела.

Для q_{is} используется следующее выражение:

$$q_{is} = \begin{cases} 0, & T < T_{is} \\ (\rho L_{is} / A) \exp(-L_{is} / T), & T \geq T_{is} \end{cases}, \quad (9)$$

— потери тепла поверхности на испарение; где A — атомный вес металла; L_{is} — удельная теплота испарения расплава.

На необлучаемой поверхности пластины $z = 0$ граничное условие к уравнению теплопроводности имеет вид

$$\chi \frac{dT}{dz} \Big|_{z=0} = q_{ch} - q_c - q_r \quad (10)$$

Конвективные потери тепла с этой поверхности рассчитывались с учетом того, что коэффициент теплоотдачи вычислялся с помощью критериев

подобия для теплоотдачи при свободной конвекции газа в большом объеме около горизонтальной пластины, охлаждаемой снизу [7].

$$a = \frac{Nu\chi}{d}; Nu = 0,27 \cdot (Gr \cdot Pr)^{0,25};$$

$$Gr = g\tau\beta\tau \frac{\Delta T}{\nu^2} \left(\frac{l}{2}\right)^3; Pr = \frac{\nu}{a},$$

где ΔT — разность температур поверхности мишени и окружающей среды; χ , a и ν — коэффициенты теплопроводности; температуропроводности и кинематической вязкости воздуха соответственно; $g\tau$ — ускорение свободного падения; $\beta\tau$ — температурный коэффициент объемного расширения, $\beta\tau \sim T^{-1}$.

Для выяснения роли расплава в процессе распространения волны горения предположим, что расплав сразу же после образования на поверхности уносится струей воздушного потока.

В ходе математического моделирования поставленной задачи для выяснения изменения интервала следования импульсов на порог воспламенения были проведены расчеты по зажиганию титана $H = 0,4$ и $0,8$ мм серией эквивалентных прямоугольных импульсов ($\tau_n = 1,5$ мс).

Исследовалась зависимость минимальной интенсивности зажигающего излучения I от длительности паузы между импульсами τ_n (Рис.2).

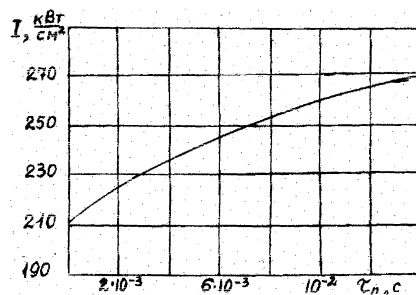


Рис. 2. Зависимость минимальной интенсивности зажигающего излучения I от длительности паузы между импульсами τ_n . $H = 0,4$ мм, $\tau_n = 1,5$ мс

При $\tau_n = 0$ происходит зажигание металла сдвоенным лазерным импульсом $\tau = 3$ мс. Для этого необходима интенсивность излучения $I = 210$ кВт/см². По мере увеличения паузы увеличивается и пороговая интенсивность, необходимая для зажигания, так как между окончанием лазерного воздействия и самоподдерживающимся горением существует переходный период частичного охлаждения. Увеличение энергозатрат обусловлено выносом тепла из

зоны облучения благодаря отводу тепла из зоны воздействия за счет теплопроводности в глубь и вдоль радиуса мишени, испарительным потерям (при $T \geq T_{is}$), а также теплообмену с окружающей средой за время паузы. При увеличении τ_n до 0,01 с тонкий слой металла $l = 0,1 = H$, прогретый первым импульсом, успевает остыть за время паузы. Второй импульс излучения взаимодействует почти с таким же холодным металлом, как и первый, поэтому при большой паузе порогом зажигания становится порог, соответствующий одиночному импульсу $\tau_n = 2,5$ мс.

Испарение пластины начинается после нагревания ее поверхности до температуры кипения окисла. Величина q_{is} вычисляется в виде (9). Окисление и горение титана в какой-то момент времени прекращается, так как упругость паров титана недостаточна из-за того, что пластина в области пятна покрывается жидким слоем оксида титана (рутила). Скорость испарения рутила согласно [8] примерно $3 \cdot 10^{-14}$ см/с, поэтому даже при температуре порядка 3200 К (температура кипения рутила) оксид находится в жидком состоянии сравнительно долго. Таким образом, химический источник тепла исчезает, то есть

$$q_{ch} = \begin{cases} q_x (u/u_0)^{0,8} & T < T_{is} \\ 0, & T \geq T_{is} \end{cases} \quad (11)$$

При дальнейшем увеличении тепла за счет лазерного облучения температура пластины не повышается, так как все тепло идет на испарение рутила.

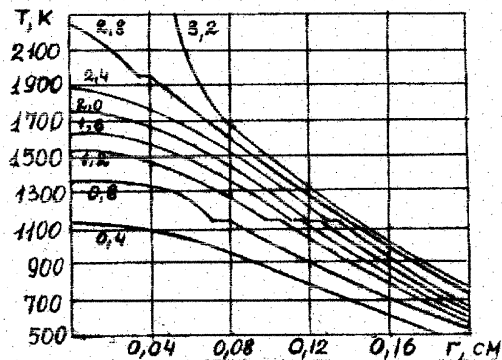


Рис. 3. Нагревание и воспламенение титана при $I = 120$ кВт/см², $H = 1$ мм, $R = 0,2$ см.

Время от начала действия импульса указано числами на кривых (мс).

На рис.3 показана зависимость температуры в центре светового пятна при облучении титана серией лазерных импульсов. Сильное нагревание по-

верхности за время $\tau_{\text{н}}$ сменяется охлаждением за время $\tau_{\text{п}}$. Результирующее нагревание за полный период $p = \tau_{\text{н}} + \tau_{\text{п}}$ составляет в этом случае всего 200 К и металл воспламеняется лишь в конце пятого импульса.

На рис.4 представлены зависимости энергозатрат на плавление (1) и зажигание (2) титановой мишени.

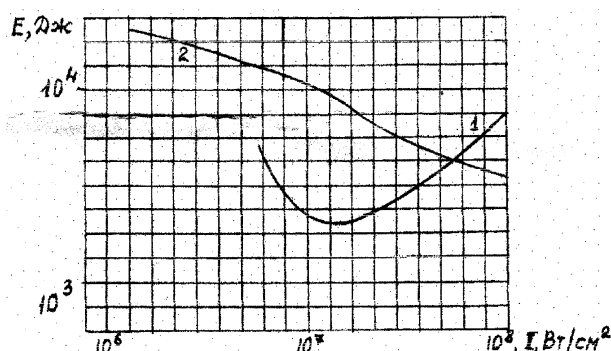


Рис. 4. Зависимость энергозатрат на плавление (1) и зажигание (2) титановой мишени, $H = 1\text{ мм}$, $R = 10\text{ мм}$ от интенсивности излучения

Зажигание мишени (кривая 2) показывает, что с увеличением интенсивности излучения расход энергии на зажигание уменьшается. Эта закономерность объясняется более высоким темпом нагрева поверхностного слоя металла и соответствующим сокращением времени на теплопровод в глубь пластины. Энергия лазерного излучения расходуется только на прогревание и поджигание тонкого поверхностного слоя металла. Остальной металл прогревается уже за счет горения поверхностных слоев. Плавление титана (кривая 1) имеет ярко выраженный оптимум энергозатрат. Видно, что при высокой интенсивности лазерного излучения темп нагрева мишени замедляется, так как растут теплотери на испарение, а при низкой интенсивности темп нагрева мишени замедляется из-за отвода тепла в глубь материала. Кроме того из графиков видно, что существует такая интенсивность лазерного излучения, при которой возможно как плавление, так и воспламенение мишени с заданными толщиной и радиусом луча.

Рассмотрим закон сохранения энергии на облучаемой поверхности и определим влияние каждого из членов уравнения (2) на распространение горения по поверхности после окончания лазерного воздействия. Теплопритоки от экзотермической реакции окисления (11) при скорости воздушного потока $u = 150\text{ м/с}$ составляют $2,1\text{ кВт/см}^2$, а при скорости $u = 200\text{ м/с}$ — $2,6\text{ кВт/см}^2$. Молекулярно-конвективные потери тепла (8) в конце пятого импульса при коэффициенте теплопроводности воздуха $\chi_v = 0,0257\text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, кинематической вязкости $\nu = 1,526 \cdot 10^{-3}\text{ м}^2/\text{с}$ и температуре 2400 К $q_c \sim 100\text{ Вт/см}^2$. Радиа-

ционные потери тепла при температуре окружающей среды 300 К $q_r \sim 55 \text{ Вт/см}^2$. Расчеты показывают, что градиент температуры на границе облучаемой зоны ($r = R$) $\partial T / \partial r \sim 1 \text{ кК/мм}$, следовательно потери тепла за счет теплопроводности при $\chi = 21,6 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ на этой границе

$$q_{\text{кр}} = \chi \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \sim 2 \text{ кВт/см}^2.$$

Из сравнения вкладов каждого из членов уравнения сохранения тепла на облучаемой поверхности видно, что, исключая контакт расплава с поверхностью, мы тем самым исключаем нагревание металла выше температуры плавления $T_{\text{пл}}$, а при $T < T_{\text{пл}}$ мощности химического источника не хватает на компенсацию всех потерь тепла. Однако в эксперименте [4] зажигание пластины сопровождалось распространением горения после окончания лазерного воздействия. Следовательно именно горящий расплав является основным источником тепла, поддерживающим распространение фронта реакции, а роль лазерного импульса сводится к прогреванию тонкого слоя поверхности, расплавлению его и поджиганию.

Литература

1. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Морозов Ю.Ю. // Квантовая электрон. — 1988. — Т. 13. — С. 993-998.
2. Бонч-Бруевич А.М., Дорофеев В.Г., Либенсон М.Н. и др. // ЖТФ. — 1982. — Т. 52. — С. 1133-1138.
3. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. // УФН. — 1982. — Т.138. — С.45-94.
4. Бонч-Бруевич А.М. и др. // Письма в ЖТФ. — 1986. — Т.12. — С.1098-1103.
5. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. — М.: Изд-во АН СССР, 1959. — 699 с.
6. Поюровская И.Е., Рябчук Л.И. Зажигание титана в потоке окислителя // Изв. АН СССР. Сер. физич. — 1989. — Т. 53, № 3. — С. 509-514 .
7. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент. Спр. — М.: Энергоиздат, 1982. — 560 с.
8. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970. — 380 с.

Л. І. Рябчук, М. М. Чесноков, М. Ю. Трохименко, В. С. Федотова

Запалення титана імпульсами лазерного випромінювання

АНОТАЦІЯ

Представлено математичне моделювання дослідження закономірностей екзотермічних процесів, які протікають на поверхні титану під дією лазерного випромінювання. Проведено комп'ютерний експеримент по моделюванню процесів тепломасопереносу, які супроводжують горіння мішені в повітряному потоці при серії лазерних імпульсів прямокутної форми в інтервалі інтенсивностей 10^5 — 10^8 Вт/см². Одержано мінімальні інтенсивності імпульсу, який запалює поверхню при опромінюванні серією прямокутних імпульсів від тривалості паузи між ними; профіль швидкостей руху полум'я після закінчення впливу лазерного імпульсу; залежність енерговитрат на плавлення та запалення титанової мішені від інтенсивності випромінювання.

Ryabchuk L. I., Chesnokov M. N., Trofimenko M. Yu., Fedotova V. S.

Ignition of titanium plate by laser pulse

SUMMARY

The mathematical modeling of exothermal processes under optical radiation is submitted. Computer experiment of titanium plate burning in an air flow at action of the rectangular form laser in an interval of 10^5 — 10^8 W/sm² intensity of energy flow was carried out. The heat and mass transfer, melting and ignition energy were taken into consideration. Intensity of laser pulse minimal energy of titanium plate ignition was received.