

показывают, что увеличение количества импульсов воздействия с двух до пяти при  $E_S = 25$  Дж/см<sup>2</sup> сопровождается ростом микротвердости поверхности обработки с 1350 до 1680 HV; при этом глубина упрочненного слоя практически не изменяется.

При одинаковой микротвердости толщина упрочненного слоя может изменяться от 20 – 25 до 50 – 60 мкм. Таким образом, увеличение числа импульсов обработки приводит к созданию более однородного упрочненного слоя.

**Выводы.** Методами сканирующей, просвечивающей дифракционной электронной микроскопии тонких фольг и измерения микротвердости изучены особенности структуры и фазового состава поверхностных слоев углеродистой стали 45 и технически чистого титана VT1-0 после комбинированной обработки, включающей электровзрывное бороалитирование и последующую электронно-пучковую обработку. Показано, что электронно-пучковая обработка приводит к выравниванию поверхности электровзрывного бороалитирования. Кроме того, комбинированная обработка приводит

к формированию многофазной градиентной структуры, упрочненной нано- и микрокристаллическими частицами интерметаллидов и боридов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Багаутдинов А.Я., Будовских Е.А., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. Физические основы электровзрывного легирования металлов и сплавов. – Новокузнецк: изд. СибГИУ, 2007. – 301 с.
2. Вострецова А.В., Иванов Ю.Ф., Филимонов С.Ю. и др. // Изв. вуз. Физика. 2009. № 11/2. С. 161 – 165.
3. Иванов Ю.Ф., Колубаева Ю.А., Филимонов С.Ю. и др. // Изв. вуз. Черная металлургия. 2008. № 12. С. 43 – 48.
4. Иванов Ю.Ф., Колубаева Ю.А., Филимонов С.Ю. и др. // Упрочняющие технологии и покрытия. 2009. № 2. С. 17 – 22.
5. Иванов Ю.Ф., Филимонов С.Ю., Колубаева Ю.А. и др. // Фундам. проблемы современного материаловедения. 2009. № 2. С. 119 – 123.

© 2013 г. А.В. Ионина, Ю.Ф. Иванов,  
С.В. Райков, Е.А. Будовских, В.Е. Громов  
Поступила 31 июля 2012 г.

УДК 621.785:669.14.08.29

**Б.Б. Хаимзон<sup>1</sup>, В.Д. Сарычев<sup>2</sup>, Н.А. Соскова<sup>2</sup>, В.Е. Громов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Кузбасская государственная педагогическая академия  
<sup>2</sup> Сибирский государственный индустриальный университет

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ С УЧЕТОМ ИСПАРЕНИЯ\*

**Аннотация.** Предложен механизм тепловых процессов при воздействии импульсных потоков энергии. В модели учитывается испарение и плавление материала мишени. Поставлена математическая задача со сменой типа граничных условий, разработана численная модель и программа расчетов без привлечения подгоночного параметра. Выведено уравнение для расчета времени разлета испарившегося материала. Получены численные значения для глубины проплавления в зависимости от удельной энергии. Указываются возможности модели по параметризации экспериментальных данных.

**Ключевые слова:** распределение температуры, импульсные потоки энергии, модель.

## SIMULATION OF THE TEMPERATURE DISTRIBUTION UNDER THE INFLUENCE OF PULSE ENERGY FLOWS SUBJECT TO EVAPORATION

**Abstract.** In this paper we propose a mechanism of thermal processes under the influence of the flows of energy. The model takes into account the evaporation and melting of the target material. A mathematical problem with a change in the type of boundary conditions is put, a numerical model and calculation program without using the fitting parameter is developed. The equation to calculate the time of expansion of vaporized material is established. The numerical values for the penetration depth depending on the specific energy are obtained. Indicates a possibility for the parameterization of the experimental data.

**Keywords:** temperature distribution, pulse energy flows, model.

Использование импульсных концентрированных потоков энергии для повышения эксплуатационных

свойств материалов является очень актуальным и привлекает в последние годы внимание исследователей и специалистов-производственников. Низкоэнергетические сильнооточные пучки и плазменные потоки с удельной энергией  $E_S = 10 \div 100$  Дж/см<sup>2</sup> широко используются в технологии упрочнения [1, 2]. Для установления оптимальных режимов упрочнения необходимо знание

\* Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 гг. (гос. контракт № 14.740.11.0813), грантами РФФИ (проекты № 11-02-91150-ГФЕН-а, № 11-02-12091-офи-м-2011) и госзадания Минобрнауки № 2.4807.2011).

механизмов быстропротекающих тепловых процессов, для этого требуется моделирование распределения температуры при воздействии импульсных потоков энергии на материалы. Актуальными являются разработка численной модели, расчет и анализ температурных зависимостей в условиях умеренных тепловых потоков (диапазон тепловых потоков  $q = 10^4 \div 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, время  $t_0$  воздействия порядка  $10^{-4} - 10^{-3}$  с). В таком диапазоне параметров в классической постановке тепловой задачи, где на обрабатываемой поверхности задан только тепловой поток и не учитывается испарение, достигаются аномально высокие температуры. Учет испарения приводит к исчезновению аномально высоких температур, однако при этом возникает сложная задача газовой динамики о разлете пара. Для преодоления этих сложностей в работе [3] предложена модель, в которой ставится смешанная краевая задача: на определенном промежутке времени (от нуля до  $t_1$ ) задается тепловой поток  $q = E_S/t_0$ , а при времени  $t_1 < t < t_2$  – температура, равная температуре кипения. Время  $t_1$  рассчитывается по ходу решения тепловой задачи с учетом плавления и определяется из условия начала испарения с поверхности. Для определения времени  $t_2$  (времени разлета пара) надежного алгоритма до настоящей работы не было, время считалось подгоночным параметром.

Целью настоящей работы является выявление механизмов тепловых процессов с учетом испарения и плавления, постановка математической задачи, разработка численной модели и программ расчетов без привлечения подгоночного параметра.

В работе рассматривается одномерный случай нагрева и охлаждения пластины толщиной  $l$ . Система координат выбрана так, что ось  $x$  направлена в глубь образца. Математическая модель состоит из одномерного уравнения теплопроводности

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (1)$$

где  $c$  – удельная теплоемкость;  $\rho$  – плотность;  $T$  – температура;  $t$  – время;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

Вместо того, чтобы решать классическую задачу Стефана [3], используем следующую методику сглаживания [4]: вместо температуры плавления  $T_S$  и температуры кипения  $T_L$  используются температурные интервалы  $T_S \leq T < T_S + \Delta T_S$  и  $T_L \leq T < T_L + \Delta T_L$ , в которых вещество находится в двухфазном состоянии. Для таких областей произведения теплоемкости на плотность и коэффициент теплопроводности вычисляются по следующим формулам:

$$c\rho = \begin{cases} \frac{L_S \rho_S}{\Delta T_S}, & T_S \leq T < T_S + \Delta T_S; \\ \frac{L_L \rho_L}{\Delta T_L}, & T_L \leq T < T_L + \Delta T_L; \end{cases} \quad (2)$$

$$\lambda(T) = \begin{cases} \frac{\lambda_S + (\lambda_L - \lambda_S)(T - T_S)}{\Delta T_S}, & T_S \leq T < T_S + \Delta T_S; \\ \frac{\lambda_L + (\lambda_V - \lambda_L)(T - T_L)}{\Delta T_L}, & T_L \leq T < T_L + \Delta T_L; \end{cases} \quad (3)$$

здесь  $L_L$  и  $L_V$  – удельная теплота плавления и парообразования;  $\rho_S$  и  $\rho_L$  – плотность твердой и жидкой фазы;  $\lambda_S$ ,  $\lambda_L$  и  $\lambda_V$  – коэффициент теплопроводности твердой, жидкой и газообразной фазы.

В однофазных областях теплофизические параметры считаем постоянными, равными соответствующим табличным значениям. Положение границ раздела определяется по положению температурных интервалов двухфазных областей. Границы раздела фаз при таком приближенном подходе несколько размываются. Однако для расчета этот метод очень удобен, так как решается единственное уравнение с переменным коэффициентом.

Граничные условия принимают вид

$$\begin{aligned} \text{при } x = 0: & \begin{cases} -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q_0, & t < t_1; \\ T = T_L + \Delta T_L, & t_1 \leq t < t_0; \\ T = T_L, & t_0 \leq t < t_2; \\ \frac{\partial T}{\partial x} = 0, & t \geq t_2; \end{cases} \\ \text{при } x = l: & \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

начальная температура  $T_0$  определяется зависимостью

$$T(0, x) = T_0, \quad 0 < x < l; \quad (5)$$

здесь  $q_0 = E_S/t_0$  – средний тепловой поток за время действия импульса  $t_0$ .

Момент времени  $t_1$  определяется из условия  $T(t_1, 0) = T_L + \Delta T_L$ , то есть это время достижения на левой границе условий испарения. В дальнейшем температура границы не меняется, а энергия, подводимая к образцу, идет на испарение до момента времени  $t_0$ . Когда импульс заканчивается в момент времени  $t_0$ , температура левой границы стенки продолжает оставаться постоянной (равной  $T_L$ ) некоторое время за счет энергии, отданной ранее испаренным газом. Это продолжается до того момента времени  $t_2$ , когда энергия, введенная в образец, не станет равной энергии импульса  $E_S$ . Это время определяется из уравнения, которое следует из закона сохранения энергии. Таким образом, начально-краевая задача (1) – (5) является математически замкнутой.

Для вывода уравнения для определения значения  $t_2$  проинтегрируем уравнение (1) по  $x$  от нуля до  $l$ . В этом случае

$$\frac{dW(t)}{dt} = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=l} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0}, \quad (6)$$

где  $W(t) = \int_0^l c\rho T(x, t) dx$ .

С учетом граничных условий (4) интегрируем уравнение (6) по времени

$$W(t_2) - W(0) = \frac{E_S t_1}{t_0} + \lambda_V \Delta T_V \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{x_V(t)} + \lambda_L (T_V - T_L) \int_{t_0}^{t_2} \frac{dt}{x_L(t)}; \quad (7)$$

здесь  $x_V(t)$  и  $x_L(t)$  – зависимости координат фронта испарения и плавления, которые находятся в процессе счета.

Полагая, что в систему подводится энергия на единицу площади, равная  $W(t_2) - W(0) = E_S$ , из уравнения (7) получим следующее уравнение для определения  $t_2$ :

$$\int_{t_0}^{t_2} \frac{dt}{x_L(t)} = \left(1 - \frac{t_1}{t_0}\right) \frac{E_S}{\lambda_L (T_V - T_L)} + \frac{\lambda_V \Delta T_V}{\lambda_L (T_V - T_L)} \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{x_V(t)}. \quad (8)$$

Таким образом, математическая задача состоит в определении поля температур от времени  $T(t, x)$ , являющегося решением начально-краевой задачи (1) – (5), (8).

Эту задачу решали численно. Использовали неявную разностную схему первого порядка по времени и второго порядка по пространству. Шаг по времени – 1 мкс, по пространству – 0,1 мкм. Получившуюся при этом алгебраическую систему уравнений решали методом прогонки. Толщина пластины  $l$  принята равной 600 мкм; такая толщина достаточно велика, чтобы обеспечить идентичность результатов с результата-

ми для пластинки бесконечной толщины за время до 2000 мкс.

Численное решение задачи (1) – (6) проводили для теплофизических значений технически чистого титана [5 – 7]:  $T_S = 1998$  К;  $L_m = 304$  кДж/кг;  $T_V = 3560$  К;  $L_V = 8900$  кДж/кг;  $\rho_S = 4,5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_L = 4,1 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $c_S = 318$  Дж/(кг·К);  $c_L = 400$  Дж/(кг·К);  $\lambda_S = 25$  Вт/(м·К);  $\lambda_L = 30$  Вт/(м·К).

Результаты расчетов распределения температуры в зависимости от времени и от координаты представлены на рис. 1, 2 при  $E_S = 45$  Дж/см<sup>2</sup>,  $t_0 = 200$  мкс. Из представленных зависимостей видно, что температура в образце не превосходит температуру испарения, и следовательно, можно определить границу области проплавления.

По разработанной программе проведена серия расчетов при варьировании плотности энергии  $E_S$  и времени действия электронного потока. При расчетах фиксировали параметры:  $t_1$  – время достижения начала испарения;  $t_2$  – время окончания разлета пара;  $x_{\text{плавл}}$  – глубина проплавления. Эти данные представлены ниже:

$E_S$ , Дж/см <sup>2</sup>	$t_0$ , мкс	$t_1$ , мкс	$t_2$ , мкс	$x_{\text{плавл}}$ , мкм
45	200	109	329	25
	100	26	337	26
55	200	73	492	32
	100	18	508	33
65	200	52	700	38
	100	13	716	39

Время действия электронного пучка  $t_0$  практически не влияет на глубину проплавления при фиксированной плотности энергии, глубина проплавления линейно

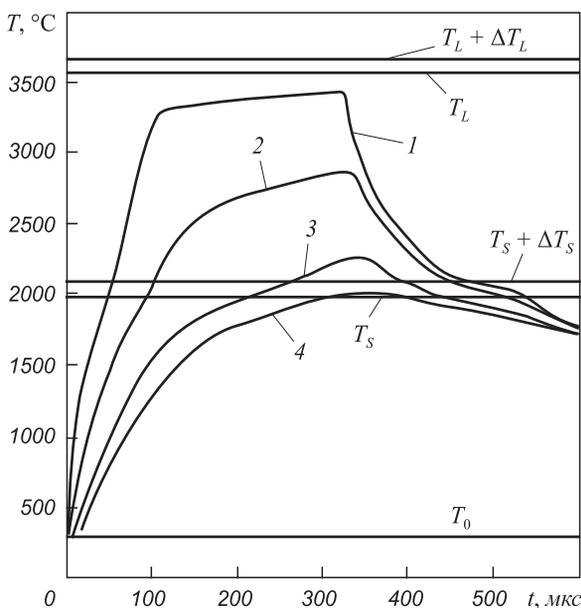


Рис. 1. Зависимость температура – время при  $E_S = 45$  Дж/см<sup>2</sup>,  $t_0 = 200$  мкс для различных значений  $x$ : 1 – 2 мкм; 2 – 10 мкм; 3 – 20 мкм; 4 – 25 мкм

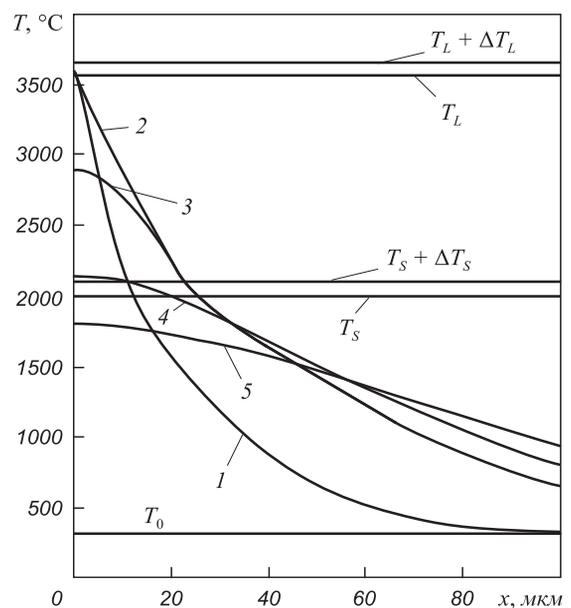


Рис. 2. Зависимость температура – расстояние при  $E_S = 45$  Дж/см<sup>2</sup>,  $t_0 = 200$  мкс для различных значений  $t$ : 1 – 109 мкс; 2 – 329 мкс; 3 – 350 мкс; 4 – 450 мкс; 5 – 600 мкс

возрастает с ростом плотности энергии. Эти результаты получены на основе математического моделирования впервые и принципиально отличаются от данных работ по тепловому моделированию при воздействии концентрированных потоков энергии при отсутствии испарения, в которых глубина проплавления пропорциональна корню квадратному из  $t_0$ , а главную роль играет плотность  $q$  теплового потока.

Полученные результаты математического моделирования тепловой ситуации при воздействии концентрированных потоков энергии в условиях учета испарения качественно отражают экспериментальные данные [8]. Для количественного описания экспериментальной зависимости глубины проплавления от плотности энергии в рамках этой модели существует параметр, позволяющий провести настройку модели по экспериментальным данным. Таким параметром является коэффициент теплопроводности жидкого металла. Для покоящегося жидкого титана коэффициент теплопроводности в два раза меньше, чем для твердого. Однако в условиях эксперимента при воздействии электронно-пучковой обработки возможно конвективное течение, что позволяет считать коэффициент теплопроводности жидкого титана настраиваемым параметром.

Другая возможность провести параметризацию экспериментальных данных лежит в усложнении этой модели с помощью учета теплоты химических реакций при образовании карбида титана [9].

**Выводы.** Развита предложенная ранее математическая модель для описания температурных полей при воздействии концентрированных потоков энергии с

учетом испарения с помощью конкретизации алгоритма расчета времени разлета пара. Выявлены новые закономерности по зависимости глубины зоны проплавления от параметров электронно-пучковой обработки и указаны пути параметризации модели.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Формирование структурно-фазовых состояний металлов и сплавов при электровзрывном легировании и электронно-пучковой обработке / Под ред. В.Е. Громова. – Новокузнецк: Изд-во «Интер-Кузбасс», 2011. – 208с.
2. Плазменное упрочнение высокоуглеродистых сплавов: физическая природа и технология / О.Ю. Ефимов, А.Б. Юрьев, В.Е. Громов и др. – Новокузнецк: НПК, 2009. – 223 с.
3. Сарычев В.Д., Хаимзон Б.Б., Коновалов С.В. // Изв. вуз. Черная металлургия. 2011. № 8. С. 52 – 56.
4. Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная теплопередача. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.
5. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник. Т. 4. – М.: Наука, 1982. Кн. 1, С. 624; кн. 2, С. 567.
6. Смитлз К.Дж. Металлы. Справочник. Изд. пятое. / Под ред. С.Г. Глазунова. – М.: Металлургия. 1980. – 488 с.
7. Свойства элементов. Справ. изд. / Под ред. М.Е. Дрица. – М.: Металлургия, 1985. – 672 с.
8. Структура, фазовый состав и свойства поверхностных слоев титана после электровзрывного легирования и электронно-пучковой обработки / Под ред. В.Е. Громова, Ю.Ф. Иванова, Е.А. Будовских. – Новокузнецк: Изд-во «Интер-Кузбасс», 2012. – 435 с.
9. Сарычев В.Д., Хаимзон Б.Б., Соскова Н.А. и др. // Титан. 2012. № 1. С. 4 – 8.

© 2013 г. Б.Б. Хаимзон, В.Д. Сарычев,  
Н.А. Соскова, В.Е. Громов  
Поступила 6 сентября 2012 г.