

05;10

Нагрев мишени с микроскопическими включениями второй фазы низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком

© Д.А. Шепель, А.Б. Марков

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
E-mail: almar@lve.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 13 февраля 2011 г.

С помощью методов численного моделирования рассчитано температурное поле, возникающее в поверхностном слое мишени из нержавеющей стали, содержащей включения сульфида марганца (MnS), облучаемой низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком микросекундной длительности. Установлено, что распределение температуры по поверхности мишени является неоднородным: к концу импульса облучения температура в области включений MnS заметно превышает температуру стали. Эта температурная неоднородность возникает из-за значительно большей теплопроводности стали относительно теплопроводности сульфида марганца и импульсного характера нагрева поверхности. Установлено также, что плавление начинается на границе между включением и нержавеющей сталью, после чего происходит плавление самого включения и всей поверхности мишени. Исследовано влияние параметров импульсного электронного пучка на параметры индуцируемого в мишени температурного поля.

Низкоэнергетические сильноточные электронные пучки (НСЭП) микросекундной длительности широко используются в физико-технологических исследованиях и имеют высокий потенциал для промышленных применений, в частности для электронно-пучковой полировки изделий из титановых сплавов, включая зубные протезы [1,2]. Однако в целом использование НСЭП для полировки металлических материалов сдерживается из-за проблемы образования на поверхности материалов микрократеров [3]. Возникновение микрократеров является нежелательным эффектом, поскольку приводит к ухудшению химических, электрических и механических свойств поверхности.

Ранее было установлено, что кратеры на поверхности мишени появляются в местах расположения частиц вторых фаз или включений [3,4]. В случае обработки мишеней из нержавеющей стали образование кратеров происходит исключительно в местах расположения включений MnS. Однако как температурный режим мишени в области расположения включений, так и механизм образования кратеров остаются до конца невыясненными. В данной работе численно решается задача о характеристиках температурного поля, индуцированного в образце из нержавеющей стали 316L, содержащем на поверхности включения MnS, при облучении НСЭП.

В расчетах использовались следующие параметры НСЭП: энергия электронов 30 keV, плотность тока 27.4 A/cm^2 , плотность энергии пучка 3.3 J/cm^2 . Параметры пучка полагались постоянными в течение импульса, а его длительность составляла $4 \mu\text{s}$. Как следует из расчета, облучение при данных условиях соответствует режиму начального плавления, когда на поверхности мишени появляется расплав толщиной $1\text{--}2 \mu\text{m}$. Двумерная расчетная область представляла собой квадрат со стороной $b = 30 \mu\text{m}$, в центре одной из сторон которого располагалось включение размером $1 \times 1 \mu\text{m}$ с отличными от матрицы теплофизическими свойствами. Эта сторона квадрата нагревалась однородным электронным пучком. Координатные оси были выбраны таким образом, чтобы облучаемая поверхность располагалась на координатной оси X , а направление падения пучка совпадало с положительным направлением координатной оси Y .

Теплофизические свойства материалов матрицы и включения, используемые в расчетах, полагались одинаковыми в твердой и в жидкой фазах. Используемые значения теплофизических свойств приведены в таблице. Из таблицы видно, что удельная теплоемкость (c) и температура плавления (T_m) материалов близки, а теплопроводность (k) нержавеющей стали значительно выше теплопроводности MnS.

Теплофизические свойства материалов

Материал	ρ , kg/m^3	c , $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$	k , $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$	T_m , K	L_m , kJ/kg
Сталь 316L	$8 \cdot 10^3$	500	16.3	1693	247
MnS	$4 \cdot 10^3$	582.8	2	1803	300

Моделирование температурного поля проводилось путем решения двумерного нелинейного нестационарного уравнения теплопроводности, принимающего во внимание процессы плавления и кристаллизации и имеющего следующий вид:

$$\begin{aligned} & \rho c(T) [1 + \delta(T(x, y, t) - T_m)L_m] \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial t} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(k(T) \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k(T) \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \right) + W(x, y, t), \quad (1) \end{aligned}$$

где ρ — плотность материала; δ — дельта-функция Дирака; $T(x, y, t)$ — температурное поле; L_m — скрытая теплота плавления; t — время; x и y — пространственные координаты; $W(x, y, t)$ — функция тепловых источников, вычисляемая с помощью известных полуэмпирических формул [5].

Граничные условия отражали факт теплоизолированности границ расчетной области:

$$\begin{aligned} -k(T) \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial x} \Big|_{x=0; b} &= 0, \\ -k(T) \frac{\partial T(x, y, t)}{\partial y} \Big|_{y=0; b} &= 0. \end{aligned}$$

Численное моделирование уравнения (1) проводилось конечно-разностным методом, а фазовый переход учитывался с помощью метода ячеек [5]. Результаты моделирования температурного поля приведены на рис. 1. Из анализа полученных результатов видно, что на начальной стадии нагрева (до $t \approx 1 \mu\text{s}$) распределение температуры вдоль облучаемой поверхности однородно. При дальнейшем облучении температура в области, где расположено включение MnS, растет быстрее, чем температура вне этой области, что приводит к неоднородному распределению температуры по облучаемой поверхности. Локальный перегрев поверхности в местах расположения включений MnS обусловлен существенно большей теплопроводностью нержавеющей стали относительно теплопроводности сульфида марганца. Выделяющаяся энергия НСЭП в местах расположения включений менее эффективно отводится от поверхности в глубь материала, что и приводит к перегреву этих областей. С ростом времени величина перегрева растет и достигает своего

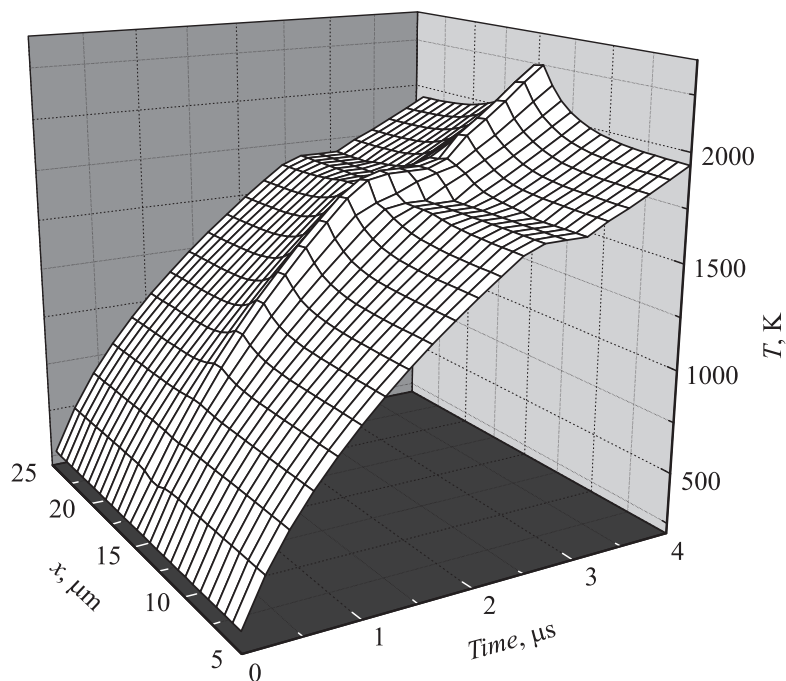


Рис. 1. Температурная поверхность, иллюстрирующая изменение распределения температуры вдоль облучаемой поверхности от времени для мишени из нержавеющей стали, содержащей включение MnS, облучаемой НСЭП микросекундной длительности.

максимального значения к концу облучения. Из рисунка видно, что температура в центре включения к концу импульса составляет 2250 К, а разница в температурах между центром включения и расположенных на максимальном от него расстоянии ($l = b/2$) точек, называемая далее перегревом ΔT , равна 340 К.

Поскольку поверхность практически любого материала, если он не является особо чистым, содержит включения тех или иных вторых фаз, при облучении ее импульсным пучком, даже при условии высокой однородности распределения плотности энергии по его сечению, индуцируемое температурное поле на облучаемой поверхности в общем

случае будет неоднородным. Однородным температурное поле окажется, если только теплофизические свойства включений будут близкими к теплофизическим свойствам основного материала.

Из рис. 1 видно, что к середине импульса НСЭП ($t > 2 \mu\text{s}$) температура поверхности мишени достигает температуры плавления стали и поверхность начинает плавиться. Динамика плавления поверхности проиллюстрирована на рис. 2, *a–d*. Области твердой фазы 1, двухфазной зоны 2 и расплава 3 выделены белым, серым и черным цветом соответственно. Первые порции расплава появляются на поверхности мишени в области границы между включением и материалом матрицы в момент времени $t = 2.1 \mu\text{s}$. Постепенно область расплава распространяется как вдоль поверхности мишени в направлении к ее периферии, так и в глубину (рис. 2, *a*), что приводит к ситуации, когда еще не расплавившееся включение оказывается окруженным расплавленным материалом матрицы. Далее плавится само включение, причем плавление начинается в его центральной части на поверхности мишени (рис. 2, *b*). Наконец, к окончанию импульса НСЭП вся поверхность переходит в расплавленное состояние (рис. 2, *c*). В отличие от однородных мишеней в рассматриваемом случае существует разница в толщине расплава между центральной частью мишени и ее периферией. В данном случае эта разница невелика — 2 и $1.4 \mu\text{m}$ соответственно, а вот время существования расплава в центре мишени и на периферии различается существенно, оно составляет 10.4 и $1.7 \mu\text{s}$ соответственно.

После окончания импульса начинается кристаллизация расплава. Из рис. 2, *d* видно, что фронты кристаллизации поверхности движутся от периферии мишени к ее центру. Кристаллизация поверхности мишени происходит в порядке, обратном ее плавлению: вначале кристаллизуется матрица из нержавеющей стали, затем — включение и, наконец, — область границы между включением и матрицей.

Нами также проведено исследование характеристик индуцируемого в мишени температурного поля в зависимости от параметров импульсного электронного пучка. На рис. 3 приведена зависимость величины перегрева ΔT к концу импульса облучения от длительности импульса электронного пучка. Длительность импульса электронного пучка изменялась от 1 до $150 \mu\text{s}$. Энергия электронов для каждой длительности импульса составляла 30 keV, а плотность тока в пучке подбиралась таким образом, чтобы температура нержавеющей стали, на облучаемой поверхности, к концу импульса была равна 2000 К.

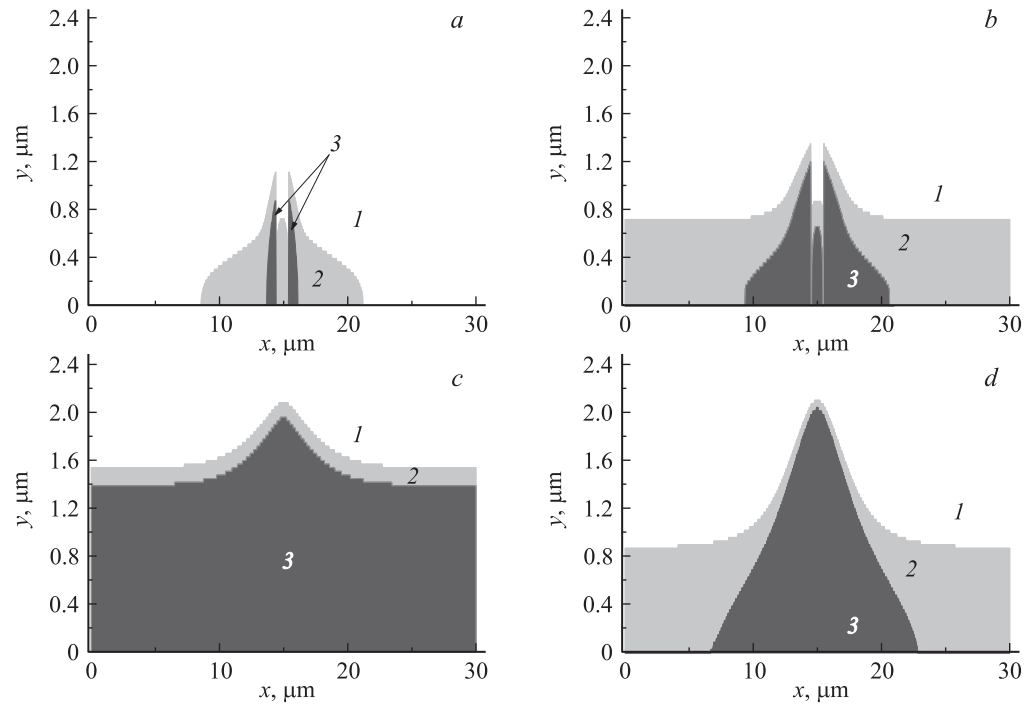


Рис. 2. Фазовые диаграммы системы стальная матрица–включение MnS в моменты времени 2.5 (a), 3 (b), 4(c) и 4.8 (d) μ s соответственно. Области твердой фазы (I), двухфазной зоны (2) и расплава (3) выделены белым, серым и черным цветом соответственно. НСЭП падает в положительном направлении оси Y (снизу рисунка).

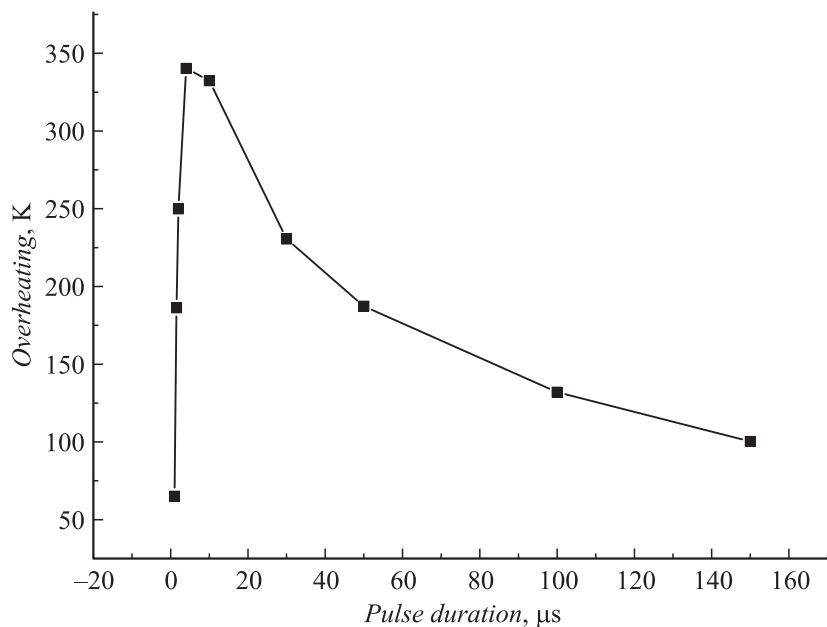


Рис. 3. Зависимость перегрева ΔT от длительности импульса электронного пучка.

Такая температура поверхности приблизительно соответствует режиму начального плавления. Зависимость, представленная на рисунке, является немонотонной. При малой длительности импульса электронного пучка перегрев мал. С ростом длительности импульса перегрев резко увеличивается, достигает максимума, а затем начинает плавно уменьшаться. Такое поведение зависимости объясняется тем, что при малых длительностях импульса процессом теплопроводности можно пренебречь, и температура поверхности мишени к концу импульса облучения определяется только теплоемкостью материала. В случае рассматриваемых материалов включение и матрица имеют близкие теплоемкости (см. таблицу) и, следовательно, нагреваются до приблизительно одинаковой температуры. С ростом длительности импульса электронного пучка энергия, выделившаяся в поверхностном слое стали, в результате теплопроводности начинает отводиться в глубь мишени, что

приводит к росту плотности энергии пучка, необходимой для плавления поверхности стали. При этом теплопроводность в области локализации включения практически отсутствует, в результате чего перегрев ΔT растет.

Максимальное значение перегрева наблюдается при длительности импульса $\tau \approx 4 \mu\text{s}$, а его величина при этой длительности импульса составляет 340 К. При больших длительностях импульса энергия начинает отводиться в глубь мишени и от области локализации включения, что приводит к плавному уменьшению перегрева. При увеличении длительности импульса до $100 \mu\text{s}$ перегрев падает более чем в два раза ($\Delta T \approx 130 \text{ К}$). Из рис. 3 видно, что перегрев наблюдается при любых значениях длительности импульса пучка, но, увеличивая длительность импульса, величину перегрева ΔT можно существенно уменьшить.

Неоднородное распределение температурного поля, связанное с перегревом ΔT поверхности в областях, где присутствуют включения, приводит к существованию температурных градиентов вдоль поверхности и, очевидно, может являться причиной движения расплава от более к менее нагретым ее областям за счет термокапиллярной конвекции, как это имеет место в системах пленка–подложка [6]. Другими словами, локальный перегрев поверхности и связанная с ним термокапиллярная конвекция могут являться наиболее вероятной причиной образования кратеров при облучении.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-08-01271-а и № 11-08-98041-р_сибирь_а.

Список литературы

- [1] Uno Y., Okada A., Uemura K., Raharjo P., Furukawa T., Karato K. // Precision Engineering. 2005. V. 29. P. 449–455.
- [2] Tokunaga J., Kojima T., Kinuta S., Wakabayashi K., Nakamura T., Yatani H., Sohmura T. // Dent. Mater. J. 2009. V. 28. N 6. P. 571–577.
- [3] Rotshtein V.P., Ivanov Yu.F., Proskurovsky D.I., Karlik K.V., Shulepov I.A., Markov A.B. // Surf. Coat. Technol. 2004. V. 180–181. P. 382–386.
- [4] Zou J., Zhang K., Dong C., Qin Y., Hao S., Grosdidier T. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 041913.
- [5] Markov A.B., Rotshtein V.P. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 1997. V. 132. P. 79–86.
- [6] Волков Н.Б., Лейви А.Я., Талала К.А., Яловец А.П. // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 4. С. 52–58.