

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНИ, ОБРАБАТЫВАЕМОЙ ИНТЕНСИВНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

А.Я. Лейви¹), Н.В. Бибик²), К.А. Талала¹),
 Н.Н. Черенда²), В.И. Шиманский²), А.П. Яловец¹), Л.В. Баран²)
¹Южно-Уральский государственный университет,
 пр. Ленина, 76, 454080, Челябинск, Россия, email: leyvy@mail.ru
²Белорусский государственный университет,
 пр. Независимости, 4, 220030, Минск, Беларусь, e-mail: Cherenda@bsu.by

В работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований по взаимодействию компрессионных плазменных потоков (КПП) с веществом. Исследования направлены на изучение изменения рельефа поверхности (сглаживание, кратерообразование) обрабатываемого материала.

Введение

В настоящее время обработка твердотельных мишеней мощными потоками энергии широко используется для модификации свойств. Данные технологии обладают рядом преимуществ перед традиционными: обработка деталей сложной формы, малое время обработки, простота автоматизации процесса.

Анализ экспериментальных данных показал [1, 2, 3], что обработка электронными, ионными пучками, интенсивными плазменными потоками может приводить к уменьшению, или увеличению шероховатости поверхности, в зависимости от параметров обработки и исходного состояния поверхности.

Авторы [4] отмечают существование двух режимов обработки: докритического и закритического. Закритический режим обработки характеризуется образованием и интенсивным разлетом плазменного факела из вещества мишени, скорость поверхности материала достигает 100÷1000 м/с, что приводит к развитию неустойчивости Релея-Тейлора (НРТ) и Рихтмайера-Мешкова (НРМ), появлению кратеров на облучаемой поверхности. В докритическом режиме обработки материал остается в конденсированном состоянии. Скорость поверхности при этом составляет 1÷10 м/с и, как показано в [4], наблюдается сглаживание микрорельефа. Переход от докритического режима облучения к закритическому носит пороговый характер.

В работе [5] изложена модель, описывающая изменение рельефа поверхности мишени при обработке электронными и ионными пучками. В данной работе показано, что сглаживание рельефа поверхности происходит за счет совместного действия сил поверхностного натяжения и вязкости.

Отличительной особенностью изменения рельефа поверхности материала при воздействии плазменного потока является развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (НКГ) [2].

Рассмотрим математическую модель, описывающую изменения рельефа поверхности мишени при обработке интенсивными плазменными потоками за счет развития НКГ, НРТ, НРМ, а также с учетом сил поверхностного натяжения, вязкости.

Математическая модель

Рассмотрим динамику границы раздела двух сред, используя приближение потенциального течения несжимаемых. Скорость течения плазмы вдоль поверхности расплава обозначим \vec{v}_0 . В каждом слое введем скалярный φ и векторный $\vec{\psi}$ потенциалы скорости. Скорость течения можно найти как $\vec{v} = \nabla \varphi$ или $\vec{v} = \text{rot} \vec{\psi}$. Потенциалы будут удовлетворять уравнениям:

$$\Delta \varphi^{\pm} = 0, \quad \Delta \vec{\psi}^{\pm} = 0. \quad (1)$$

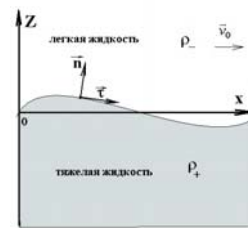


Рис. 1. Геометрия задачи

В каждой точке поверхности раздела введем локальный базис (рис.1.). Введем координату l , отсчитываемую вдоль границы от точки с координатой $x=0$. Далее все величины будут функциями двух переменных l, t .

В случае движения жидкости ρ^- со скоростью v_0 и неподвижной второй жидкости будем записывать потенциал скорости в виде двух слагаемых: $\varphi^- = \varphi_0 + \varphi'$, первое из которых учитывает течение первой среды в целом, второе – течение, обусловленное развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Тогда компоненты скорости в локальном базисе можно найти как:

$$v_r^- = v_0 + \partial \varphi' / \partial l; \quad v_n^- = -\partial \psi^- / \partial l.$$

Запишем уравнение Бернулли для обеих сред с учетом вязкости сред на границе как сделано в [1].

$$\frac{\partial \varphi^-}{\partial t} = -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial \varphi^-}{\partial l} + v_0 \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi^-}{\partial l} \right)^2 \right) - G - \frac{P^-}{\rho^-} + \frac{\eta^-}{\rho^-} \frac{\partial^2 \varphi^-}{\partial l^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi^+}{\partial t} = -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial \varphi^+}{\partial l} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi^+}{\partial l} \right)^2 \right) - G - \frac{P^+}{\rho^+} + \frac{\eta^+}{\rho^+} \frac{\partial^2 (\varphi^+ + \varphi_0)}{\partial l^2} \quad (3)$$

Из условия непрерывности нормальных компонент скорости на границе раздела следует равенство функций тока на границе раздела $\psi^+ = \psi^-$.

Уравнения (1), совместно с уравнениями (2), (3) образуют замкнутую систему уравнений. Для решения уравнения Лапласа отобразим границу раздела в прямую как в [6] с помощью замены переменных $x = x(\xi, \eta)$, $z = z(\xi, \eta)$. Связь переменных ξ и параметра l в этом случае выражается соотношением $\xi = \int_0^l |\nabla \eta|_{\eta=0} dl'$. Для нахождения

переменной η необходимо решить уравнение Лапласа в объеме второй среды с граничным условием $\eta|_{x,z} = 0$.

Аналитическое решение в случае плоской границы раздела для верхней жидкости имеет вид:

$$\varphi^+(\xi, \eta, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{-k|\eta|} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^+(\xi, 0, t) \cos(k(\xi - \xi')) d\xi'$$

$\varphi^+(\xi, 0, t)$ - значения потенциалов на границе.

Для нижней жидкости с учетом конечной толщины H^+ слоя потенциал будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \varphi^+(\xi, \eta, t) &= \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{ch(k|\eta + H^+)}{ch(k|H^+)} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^+(\xi, 0, t) \cos(k(\xi - \xi')) d\xi' \end{aligned}$$

Функция тока на границе раздела:

$$\begin{aligned} \psi^+(\xi, 0, t) &= \\ &= -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{|k|}{k} \frac{sh(k|H^+)}{ch(k|H^+)} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^+(\xi, 0, t) \sin(k(\xi - \xi')) d\xi' \end{aligned}$$

Из условия $\psi^+ = \psi^-$ следует связь потенциалов скорости на границе раздела:

$$\varphi^+(\xi, 0, t) = -\varphi^-(\xi, 0, t) + \theta(\xi, t);$$

$$\theta(\xi, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk (1 - th(k|H^+)) (a^+(k) \sin(k\xi) - b^+(k) \cos(k\xi))$$

Как показано в [6], основной вклад в интегралы для функции тока и потенциала скорости дает малая окрестность возле точки ξ , что позволяет приближенно считать $\partial \xi / \partial l = 1$. Поэтому переход к старым переменным осуществляется заменой $\xi \rightarrow l$.

Таким образом, расчет функции тока на границе раздела без решения уравнения Лапласа уменьшает размерность задачи на единицу.

Из линейной теории [7] следует, что НКГ имеет волновой характер. Перейдем в подвижную систему координат, связанную с фазовой скоростью волны. Тогда не трудно получить, что скорость подвижной системы координат u должна иметь вид:

$$u = \frac{\rho_-}{(\rho_- + \rho_+)} v_0 \left(v_r^+ - \frac{\partial \theta}{\partial l} \right) / \left(v_r^+ - \frac{\rho_-}{(\rho_- + \rho_+)} \frac{\partial \theta}{\partial l} \right).$$

Явный вид этой скорости следует при записи уравнений (2-5) в подвижную систему координат. Отметим, что в случае бесконечной глубины скорость подвижной системы координат переходит в формулу [7].

После исключения давления, уравнение Бернулли будет иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi^+}{dt} &= \frac{\rho_-}{2(\rho_- + \rho_+)} v_0^2 - \frac{A}{2} \left((v_r^+)^2 + (v_\theta^+)^2 \right) - AG + \\ &+ 2 \frac{\eta^+ + \eta^-}{\rho^+ + \rho^-} \frac{\partial^2 \varphi^+}{\partial l^2} + 2 \frac{\eta^-}{\rho^+ + \rho^-} \frac{\partial^2 \theta}{\partial l^2} + 2 \frac{\eta^-}{\rho^+ + \rho^-} \frac{\partial v_0}{\partial l} + \\ &\frac{\rho_-}{2(\rho_- + \rho_+)} \left(\dot{\theta} - v_r^+ \frac{\partial \theta}{\partial l} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \theta}{\partial l} \right)^2 \right) \end{aligned}$$

Скорость набегающего потока при искривлении поверхности будет изменяться. Оценим изменение скорости потока как $v_0 = v_0^* U (1 + Z/H^-)$, где

H^- - толщина слоя плазмы, что обеспечивает постоянство расхода плазмы при ее течении вдоль поверхности.

Методика эксперимента

Объектами исследования являлись образцы силумина (12% Si, 2,0% Mg, 0,2% Cu, 0,2% Fe, 0,2% Ni, 0,14% Mn ат.% остальное алюминий).

Обработка образцов проводилась КПП, генерируемым в газоразрядном магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии. В проводимых экспериментах начальное напряжение на конденсаторной батарее составляло 4 кВ, длительность разряда ~ 100 мкс. Плотность поглощенной поверхностью образца энергии (W) варьировалась путем изменения расстояния между образцом и срезом катода - от 10 до 18 см. В проводимых экспериментах эта величина, согласно проведенным calorиметрическим измерениям, составляла 8-27 Дж/см². Обработка проходила в режиме «остаточного газа», при котором предварительно откачанную вакуумную камеру заполняли рабочим газом, азотом, до давления 400 Па. Морфология поверхности исследовалась на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47 Pro. Шероховатость поверхности характеризовалась величиной среднего отклонения Ra, который определялся как среднее по пяти различным участкам 10x10 мкм на образце.

Результаты и обсуждения

В качестве исследуемого материала для численного моделирования был выбран Al. Численные исследования воздействия плазменных потоков на вещество проводились в широком диапазоне параметров воздействия: тепловой поток $Q = (0.1-50) \cdot 10^9$ Вт/м², длительность воздействия $\tau = 500$ нс-100 мкс.

Численные расчеты показали, что характерное время развития НКГ ($\tau = 2 / \sqrt{1 - A^2 k v_0}$) составляет порядка 1-10 мкс. Поэтому при обработке КПП рельеф поверхности будет существенно модифицироваться. Однако в масштабе от (1x1) мкм до (10x10) мкм может наблюдаться сглаживание рельефа поверхности.

Результаты численных расчетов подтверждаются экспериментальными данными, полученными при анализе морфологии поверхности образцов силумина, подвергнутых воздействию КПП (рис. 2). В исходном состоянии образец силумина обладал развитой шероховатостью, разница высот микронеровностей превышала 2 мкм. При

минимальной использованной в эксперименте $W = 8 \text{ Дж/см}^2$ наблюдается существенное сглаживание поверхности. Этот эффект усиливается с увеличением плотности поглощенной энергии.

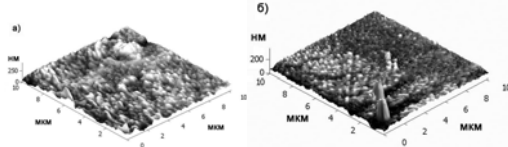


Рис. 2. Морфология поверхности силумина, обработанного КПП при $W=8 \text{ Дж/см}^2$ (а) и $W=27 \text{ Дж/см}^2$ (б).

На рис. 3, представлены зависимости параметра Ra поверхности от плотности поглощенной энергии, полученные численно и экспериментально. Из рисунка видно, что при увеличении W происходит уменьшение шероховатости обрабатываемой поверхности. Такая закономерность объясняется ростом времени жизни расплава с увеличением W . И как следствие за счет совместного действия сил поверхностного натяжения и вязкости будет наблюдаться лучшее сглаживание.

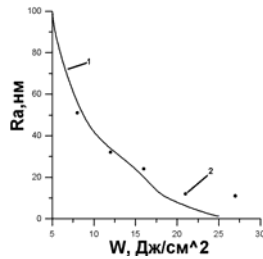


Рис. 3. Зависимость шероховатости поверхности материала от плотности поглощенной энергии. 1 – численные расчеты, 2 – экспериментальные данные.

Также численно показано, что сглаживание микрорельефа может наблюдаться при плотностях энергии (до $3-5 \text{ Дж/см}^2$), не приводящих к плавлению. Однако такое сглаживание составляет 0.1% за один импульс от амплитуды шероховатости исходной поверхности.

Из рис. 3. видно, что согласно численным расчетам сглаживание рельефа поверхности происходит практически до нуля. Такое различие объясняется, тем, что в рассматриваемой модели не учтены процессы кристаллизации.

Заключение

Разработана математическая модель, описывающая изменение рельефа поверхности при плазменной обработке за счет развития НКГ, НРТ, НРМ, а также с учетом сил поверхностного натяжения, вязкости.

Численно показано, что при обработке материала КПП на поверхности происходит развитие НКГ. А в масштабе от $(1 \times 1) \text{ мкм}$ до $(10 \times 10) \text{ мкм}$ может наблюдаться сглаживание рельефа поверхности. Полученные численные и экспериментальные зависимости изменения шероховатости поверхности материала от W качественно согласуются.

Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» № П2526 от 20 ноября 2009 г. и РФФИ (проект № 10-08-00251-а).

Литература

1. Казеев М.Н. // Прикладная физика, 2000, № 4, с. 14-21.
2. Углов В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ, – 2001. – Т. 74. – 4. – С. 234-236.
3. Бойко В.И. и др. // УФН. – 1999. – Т.169. – 11. – С. 1243-1272.
4. Волков Н.Б., Майер А.Е., Яловец А.П. и др. // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32. – В. 10. – С. 20 - 29.
5. Красников В.С., Лейви А.Я., Майер А.Е., Яловец А.П. // ЖТФ. – 2007. – Т. 77. – В. 4. – С. 41-49.
6. Волков Н.Б., Майер А.Е., Яловец А.П. // ЖТФ. – 2003. – Т. 73. – 3. – С. 1-9.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 2006.

THE SIMULATION OF TARGET RELIEF TREATED BY INTENSE PLASMA STREAMS

A.Ya. Leyvi¹⁾, N.V. Bibik²⁾, K.A Talala¹⁾, N.N. Cherenda²⁾, V.I. Shimanskiy²⁾, A.P. Yalovets¹⁾, L.V. Baran²⁾

¹⁾South-Ural State University, Physical Department, Lenina 76, Chelyabinsk 454080, Russia, e-mail: leyvy@mail.ru

²⁾Belarusian State University, 4, Nezavisimosti ave., Minsk, 220030, Belarus E-mail: Cherenda@bsu.by

Treatment of solid targets by intense energy streams (electron and ion beams, plasma, laser radiation) is widely used for of material properties improvement now. The surface state after treatment mainly depends on the treatment parameters and initial surface state. Relief smoothing or micro crater formation is observed at different treatment regimes.

Kelvin-Helmholtz instability (KHI) development is the essential feature of the relief change at plasma treatment. The mathematical model of relief change taking into account surface tension and viscosity as well as Rayleigh-Taylor instability, Richtmyer-Meshkov instability and KHI instability is described in this work.

Using the model the numerical calculations was conducted. Comparison of numerical data with experimental one was carried out.

It was shown numerically that KHI takes place at compressive plasma streams treatment. Smoothing of surface took place for the base with the sizes from $(1 \times 1) \text{ }\mu\text{m}$ to (10×10) .