

03;04;11

Образование наноразмерных структур в металлах при воздействии импульсных плазменных струй электрического взрыва

© В.Д. Сарычев, Е.С. Ващук, Е.А. Будовских, В.Е. Громов

Сибирский государственный индустриальный университет, Новокузнецк
E-mail: gromov@physics.sibsiu.ru, budovskih_ea@physics.sibsiu.ru

Поступило в Редакцию 2 февраля 2010 г.

Предложен новый механизм формирования тонкого приповерхностного наноструктурного слоя зоны легирования при обработке с оплавлением поверхности металлов импульсной плазменной струей, сформированной из продуктов электрического взрыва проводников. Механизм основан на возникновении неустойчивости Кельвина–Гельмгольца поверхности раздела плазма–расплав. Получено дисперсионное уравнение для задачи Кельвина–Гельмгольца с учетом вязких и капиллярных напряжений в расплаве. Проведен анализ зависимости инкремента от длины волны возмущений поверхности с максимумом в нанометровом диапазоне при относительной скорости плазмы и расплава в диапазоне 100–1000 м/с, достигаемой в условиях обработки.

Ранее нами установлено [1–3], что при обработке с оплавлением поверхности металлов и сплавов импульсными многофазными плазменными струями, сформированными при электрическом взрыве проводников, происходит образование зоны легирования с градиентной структурой. Обработка проводится в условиях действия на поверхность поглощаемой плотности мощности $\sim 10^9$ Вт/м² при давлении $\sim 10^6$ – 10^7 Па. Электронно-микроскопические исследования показали (рис. 1), что тонкий (1–2 мкм) приповерхностный слой зоны легирования является наноструктурным, размер кристаллитов в котором составляет величину порядка 10 нм. Механизм его образования можно связать с формированием волнообразного рельефа на границе раздела плазма–расплав. При нормальном натекании плазменной струи на поверхность при электро-взрывном легировании (ЭВЛ) происходит разворот плазменного потока и возникает область параллельного течения плазмы и жидкого металла с различными скоростями. Тангенциальный разрыв скорости приводит

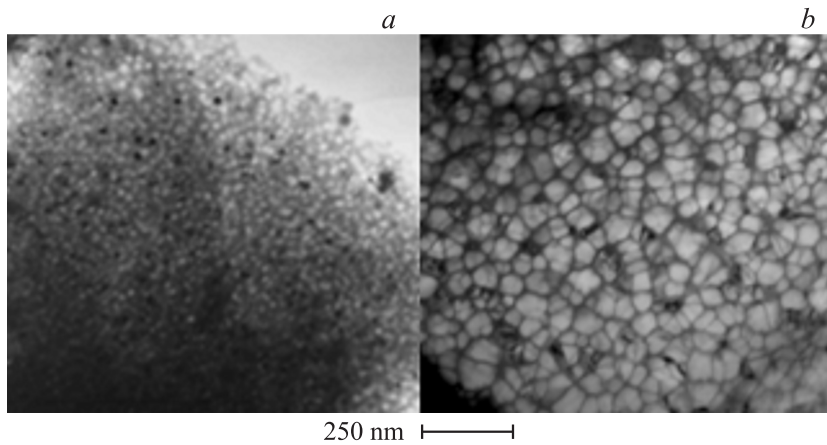


Рис. 1. Структура приповерхностного нанокристаллического слоя зоны электровзрывного легирования: *a* — меднение никеля; *b* — борирование никеля. Просвечивающая электронная микроскопия тонких фольг.

к гидродинамической неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и образованию вблизи поверхности слоя завихренного расплава. Характерный размер вихрей и образующихся при последующей кристаллизации структурных составляющих приповерхностного слоя зоны легирования определяется наиболее неустойчивой длиной волны. Таким образом, главным в описании механизма формирования наноструктурного слоя является определение области параметров плазменной струи, при которых возможно появление неустойчивых волн с длиной волны порядка 10 нм. Целью данной работы является получение и анализ дисперсионного уравнения, позволяющего смоделировать неустойчивость с максимальным инкрементом для длин волн порядка 10 нм.

Интерес к неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в настоящее время отражен в обзорах [4,5] и цитируемых там работах. Из дисперсионного уравнения, приведенного в [6] для идеальной жидкости с учетом только капиллярности, получается зависимость инкремента от длины волны с максимумом при $\lambda_{\text{max}} \sim 10 \mu\text{m}$ относительной скорости порядка 1000 м/с. Эта модель позволяет объяснить появление поверхностных периодических структур, обнаруженных и подробно изученных в [3,7],

но не позволяет смоделировать ситуацию с $\lambda_{\max} \sim 10$ nm. Учет вязкости при выводе дисперсионного уравнения для описания неустойчивости Кельвина–Гельмгольца предпринят в [8,9]. Однако в этих работах вязкость учитывается только в граничных условиях. В [10,11] предложены математические модели формирования упорядоченного микрорельефа поверхности с учетом вязкости в уравнениях и граничных условиях. При выводе дисперсионного уравнения в [9] учитывается влияние электрического заряда на поверхности, а в [10], кроме того, — силы флуктуационной природы. Однако значения длин волн с максимальным инкрементом в [10] составляют $3 \mu\text{m}$ и при этом в [9,10] не рассматривается течение набегающего потока.

Для получения дисперсионного уравнения рассмотрим задачу о неустойчивости Кельвина–Гельмгольца границы раздела двух полубесконечных слоев несжимаемой жидкости с учетом вязких и капиллярных напряжений. Ось x направлена вдоль тангенциального разрыва скорости. Область $y < 0$ занимает расплав, а $y > 0$ — плазма. Расплав является вязкой жидкостью с плотностью ρ_1 , кинематической вязкостью ν и скоростью скольжения u_1 , направленной вдоль оси x , а натекающая плазма — идеальной несжимаемой жидкостью с плотностью ρ_2 и скоростью u_2 скольжения вдоль оси x . Силой тяжести пренебрегаем. Коэффициент поверхностного натяжения σ_0 на границе раздела постоянный. Касательные составляющие напряжений для вязкой жидкости на границе раздела $\eta = \eta(x, t)$ равны нулю. Разность нормальных напряжений между вязкой и идеальной жидкостями имеет скачок, связанный с поверхностным натяжением. Выполняется кинематическое условие для двух сред.

Используем линейное приближение в уравнениях и граничных условиях. Обозначим как U_n, V_n, P_n возмущения продольных по оси x и поперечных по оси y скоростей и давлений в двух средах соответственно ($n = 1$ — вязкая, $n = 2$ — идеальная жидкость), которые удовлетворяют дифференциальным уравнениям Навье–Стокса и Эйлера.

В области $-\infty < x < \infty; -\infty < y < 0$:

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 U_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_1}{\partial y^2} \right),$$

$$\frac{\partial V_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial V_1}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 V_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_1}{\partial y^2} \right); \quad \frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial y} = 0; \quad (1)$$

а в области $-\infty < x < \infty$; $0 < y < \infty$:

$$\frac{\partial U_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_2}{\partial x}, \quad \frac{\partial V_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial V_2}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial P_1}{\partial y}; \quad \frac{\partial U_2}{\partial x} + \frac{\partial V_2}{\partial y} = 0. \quad (2)$$

Граничные условия для (1) и (2) имеют вид:

$$\text{при } y \rightarrow \pm\infty: \quad U_n, V_n, P_n \rightarrow 0; \quad n = 1, 2. \quad (3)$$

На границе раздела при $y = 0$ они включают кинематические и динамические условия:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_1 \frac{\partial \eta}{\partial x} = V_1, \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_2 \frac{\partial \eta}{\partial x} = V_2, \quad (4)$$

$$-P_1 + 2\rho_1 \nu \frac{\partial V_1}{\partial y} + P_2 = \sigma_0 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial U_1}{\partial y} + \frac{\partial V_1}{\partial x} = 0. \quad (5)$$

Решение задачи (1)–(5) представим в виде:

$$\begin{aligned} U_n(x, y, t) &= \bar{U}_n(y) \exp(\omega t - ikx), \quad V_n(x, y, t) = \bar{V}_n(y) \exp(\omega t - ikx), \\ P_n(x, y, t) &= \bar{P}_n(y) \exp(\omega t - ikx), \quad \eta(x, t) = \eta_0 \exp(\omega t - ikx), \end{aligned} \quad (6)$$

где k — волновое число, ω — циклическая частота, \bar{U}_n , \bar{V}_n , \bar{P}_n — амплитудные значения скоростей и давлений соответственно, η_0 — амплитуда отклонения границы раздела от $y = 0$.

Подставим (6) в (1)–(5) и после преобразований получим краевую задачу для поперечных скоростей (черту опускаем):

$$\begin{aligned} \frac{d^4 V_1}{dy^4} - (k^2 + k_1^2) \frac{d^2 V_1}{dy^2} + k^2 k_1^2 V_1 &= 0, \quad \frac{d^2 V_2}{dy^2} + k^2 V_2 = 0, \\ \rho_1 \nu \left(\frac{d^3 V_1(0)}{dy^3} - (k_1^2 + 2k^2) \frac{dV_1(0)}{dy} \right) + \rho_2 \Omega_2 \frac{dV_2(0)}{dy} &= \frac{\sigma_0 k^4}{\Omega_1} V_1(0), \\ \frac{d^2 V_1(0)}{dy^2} + k^2 V_1(0) &= 0, \quad \frac{V_1(0)}{\Omega_1} = \frac{V_2(0)}{\Omega_2}, \\ \frac{dV_1}{dy} &= 0, \quad V_1(-\infty) = 0, \quad V_2(\infty) = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\Omega_1 = \omega - iku_1; \quad \Omega_2 = \omega - iku_2; \quad k_1^2 = k^2 + \frac{\Omega_1}{v}.$$

Из условия отсутствия возмущений на $-\infty$ следует, что

$$\operatorname{Re}(k_1) > 0. \quad (8)$$

Из требования существования ненулевого решения краевой задачи (7) получим характеристическое уравнение:

$$\begin{aligned} & \rho_1 v^2 (k_1^4 + 2k_1^2 k^2 - 4k_1 k^3 + k^4) \\ & + \rho_2 v^2 (k_1^2 - k^2 + ik(u_2 - u_1)/v)^2 + \sigma_0 k^3 = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Для упрощения (9) используем замену

$$z = \frac{k_1}{k} = \sqrt{1 + (\omega - iku_1)/vk^2}.$$

В результате получим алгебраическое уравнение четвертой степени с комплексными коэффициентами относительно z , которое поддается анализу в широком диапазоне изменения параметров:

$$(z - 1)(z^3 + z^2 + 3z - 1) + \mu(z^2 - 1 + i\omega_1)^2 + \omega_0^2 = 0. \quad (10)$$

Безразмерные параметры в этом уравнении

$$\mu = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad \omega_0 = \frac{\omega_\sigma}{\omega_v}, \quad \omega = \frac{\omega_y}{\omega_v},$$

где величины

$$\omega_\sigma = \sqrt{\sigma_0 k^3 / \rho_1}; \quad \omega_v = vk^2, \quad \omega_y = (u_2 - u_1)k, \quad (11)$$

имеющие смысл соответствующих частот, определяются параметрами набегающей плазменной струи и свойствами расплава.

Полученные ранее [8–11] дисперсионные уравнения отличаются от (10). Если в (10) пренебречь вторым слагаемым, то получается уравнение, описывающее волны в вязкой жидкости. Оно обстоятельно исследовано в классических монографиях [12,13].

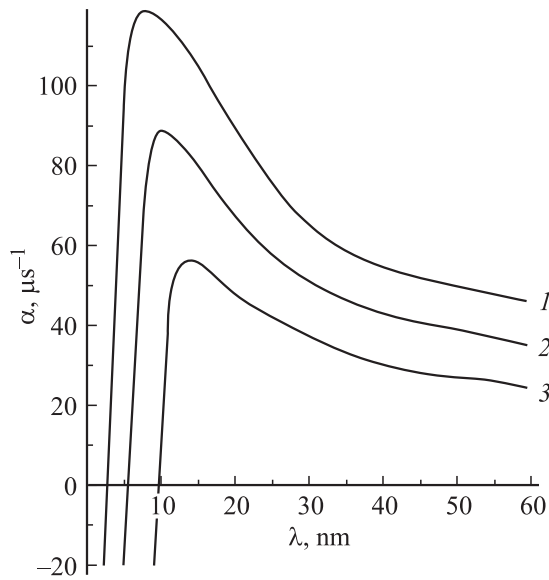


Рис. 2. Зависимость инкремента неустойчивости Кельвина–Гельмгольца от длины волны: 1, 2, 3 соответствуют относительным скоростям, равным 759, 670 и 350 м/с.

Для упрощения анализа уравнения (10) сузим пространство параметров до двух — относительная скорость скольжения слоев и длина волны (u_0, λ) , с определенным диапазоном изменения, рассматривая воздействие плазменной струи на поверхность чистого железа с $\rho_2 \approx 1 \text{ kg/m}^2$, для которого $\nu = 6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $\rho_1 = 6.3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, $\sigma_0 = 1.7 \text{ N/m}$ [3]. Тогда для параметров задачи получим $\mu = 10^{-4}$, $\omega_1 = 0.027u_0\lambda$, $\omega_0^2 = 0.12\lambda$ при относительной скорости $u_0 = 100\text{--}1000 \text{ m/s}$ и длине волны $\lambda = 1\text{--}40 \text{ nm}$.

Обозначим инкремент

$$\alpha = \text{Re}(\omega) = \text{Re}(\Omega_1) = \text{Re}(\nu k^2(z^2 - 1)) \quad (12)$$

и определим зависимость α от λ , когда $\alpha > 0$. Для этого численно решим уравнение (10) с условием (8) относительно z , для λ из промежутка 1–40 nm, а затем рассчитаем зависимость α по формуле (12) как функцию λ .

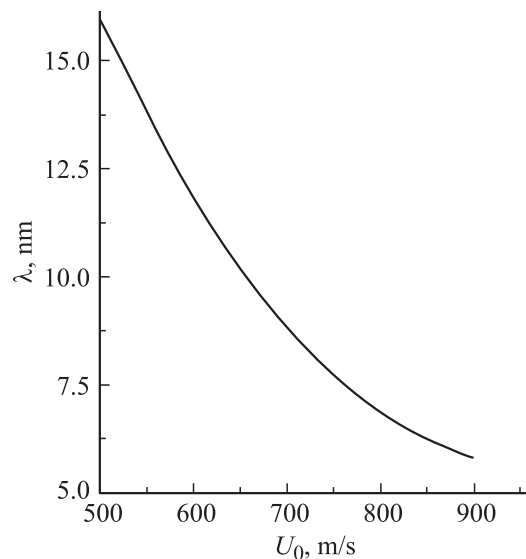


Рис. 3. Зависимость длины волны, соответствующей максимуму инкремента, от относительной скорости.

Из полученных зависимостей для различных значений относительных скоростей (рис. 2) видно, что инкремент немонотонно зависит от длины волны. Максимальное значение α_{\max} достигается при λ_{\max} , которое зависит от относительной скорости (рис. 3). Среди серии кривых на рис. 2 условиям эксперимента ($\lambda \approx 10$ nm) соответствует скорость 670 m/s, которая реализуется в экспериментах по ЭВЛ [3]. Таким образом, полученная зависимость α от λ с максимумом при $\lambda_{\max} \sim 10$ nm позволяет утверждать, что предложенный механизм образования приповерхностного наноструктурного слоя зоны легирования на основе развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца в вязком слое расплава адекватно отражает экспериментальные данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами РФФИ (проекты № 08-02-00024-а, 10-07-00172-а) и ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг. (гос. контракт № П332).

Список литературы

- [1] Будовских Е.А., Иванов Ю.Ф., Танг Г., Громов В.Е. // Изв. вуз. Чер. металлургия. 2008. № 6. С. 46–48.
- [2] Цвиркун О.А., Багаутдинов А.Я., Будовских Е.А. и др. // Фундаментальные проблемы в 3-м тысячелетии: Материалы 3-й Всерос. конф. молодых ученых. Томск: НГЛ, 2006. С. 131–134.
- [3] Багаутдинов А.Я., Будовских Е.А., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е. Физические основы электровзрывного легирования металлов и сплавов. Новокузнецк: СибГИУ, 2007. 301 с.
- [4] Фридман А.М. // УФН. 2008. Т. 178. № 3. С. 225–242.
- [5] Бардос К., Тити Э.С. // Успехи мат. наук. 2007. Т. 62. № 3. С. 5–46.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2006. Т. 6. 736 с.
- [7] Будовских Е.А., Сарычев В.Д., Громов В.Е. и др. Основы технологии обработки поверхности материалов импульсной гетерогенной плазмой. Новокузнецк: СибГИУ, 2002. 170 с.
- [8] Анищик В.М., Асташинский В.М., Квасов Н.Т. и др. // Физика и химия обр. материалов. 2008. № 5. С. 27–33.
- [9] Розуменко Л.С., Ткаченко В.И. // Вісник Харківського університету. 2005. № 710. С. 73–80.
- [10] Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 22. С. 1–6.
- [11] Григорьев А.И. // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 6. С. 36–41.
- [12] Ламб Г. Гидродинамика. М.-Л.: ОГИЗ Гостехиздат, 1947. 928 с.
- [13] Левин В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: ГИТЛ, 1959. 699 с.