Влияние слоя Ленгмюра на развитие неустойчивости расплавленной металлической поверхности под воздействием плазмы лазерного факела

© *А.А. Борматов, В.М. Кожевин, С.А. Гуревич*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: antonbormat@mail.ru

Поступило в Редакцию 19 мая 2023 г.
В окончательной редакции 15 сентября 2023 г.
Принято к публикации 30 октября 2023 г.

Рассмотрена задача о неустойчивости поверхности металла под воздействием плазмы лазерного факела в процессе наносекундной лазерной абляции в вакууме. Для решения задачи построена численная модель слоя Ленгмюра, применимая для проведения расчетов в случае, когда толщина слоя много меньше характерной длины волны возмущения поверхности расплава. Анализ результатов расчетов позволил найти линейные аппроксимации распределений давления ионов и электрического поля на поверхности металла. Использование этих аппроксимаций позволило получить аналитический критерий перехода поверхности в неустойчивое состояние. Показано также, что влияние слоя Ленгмюра приводит к снижению действия капиллярных сил, что может быть использовано для модификации критериев развития неустойчивости в других механизмах.

Ключевые слова: плазма лазерного факела, капиллярная неустойчивость, взаимодействие плазмы и жидкости.

DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56877.182A

Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования динамики поверхности [1–7] расплава в процессе наносекундной абляции металла в вакууме показали, что на облучаемой поверхности может развиваться капиллярная неустойчивость, завершающаяся вылетом в плазму лазерного факела капель расплава микронных и субмикронных размеров. Микрокапли расплава, попадая в плазму лазерного факела, заряжаются до величины плавающего потенциала, которая определяется параметрами плазмы. Оценки параметров плазмы для начальной стадии разлета факела после окончания действия лазерного импульса, проведенные с использованием аналитических и численных [8,9] моделей, показывают, что в случае лазерных импульсов с интенсивностью излучения $I \sim 1{-}3\,\mathrm{GW/cm^2}$, длительностью импульса $\tau \sim 20{-}30\,\mathrm{ns}$ и длиной волны излучения $\lambda_l \approx 1\,\mu\mathrm{m}$ характерная плотность плазмы находится в диапазоне $n_{pl} \sim 10^{23}{-}10^{25}\,\mathrm{m^{-3}}$, а характерная температура электронов плазмы принимает значения $T_e \sim 1{-}5\,\mathrm{eV}$. Как показано в работах [5,10], при таких параметрах плазмы заряд микрокапель начинает превышать предельный заряд Рэлея, что может приводить к началу процесса каскадного дробления микрокапель вплоть до нанометровых размеров. На основе этого эффекта был разработан [5,6,11] метод лазерного электродиспергирования (рис. 1, *a*), который позволяет получать наноструктуры, состоящие из аморфных наночастиц различных металлов (Cu, Ni, Au, Ag, W и др.), обладающих узкой дисперсией по размерам (рис. 1, *b*). Экспериментальные исследования данных наноструктур показали их широкую потенциальную применимость в связи с их особыми каталитическими, магнитооптическими и структурными свойствами.

В качестве возможных эффектов, вызывающих развитие неустойчивости, которая является источником микрокапель расплава в плазме, рассматривались неоднородный нагрев поверхности мишени [1], модуляции давления плазмы и паров испаренного вещества [2], направленное движение плазмы относительно поверхности расплава [3] и пр. Однако в данных работах при описании плазмы не учитывались образование слоя Ленгмюра (плазменного слоя) вблизи поверхности мишени и его электрическое поле на поверхности расплава. Анализ влияния электрического поля слоя Ленгмюра на динамику жидкометаллической поверхности проводился отдельно как в аналитическом приближении [12], так и с помощью численного подхода [13–15]. В этих работах было показано, что давление электрического поля слоя Ленгмюра может существенно влиять на динамику поверхности. Однако прямое применение разработанных численных моделей в рассматриваемом диапазоне параметров плазмы приводит к возникновению численных неустойчивостей, которые, вероятно, связаны с тем, что основное изменение потенциала электрического поля происходит в тонком пограничном слое вблизи криволинейной границы. Целью данного исследования является разработка подхода, позволяющего провести численные расчеты параметров слоя Ленгмюра вблизи криволинейной поверхности для случая плотной плазмы лазерного факела, а также применение результатов расчета для анализа влияния слоя на развитие неустойчивости.

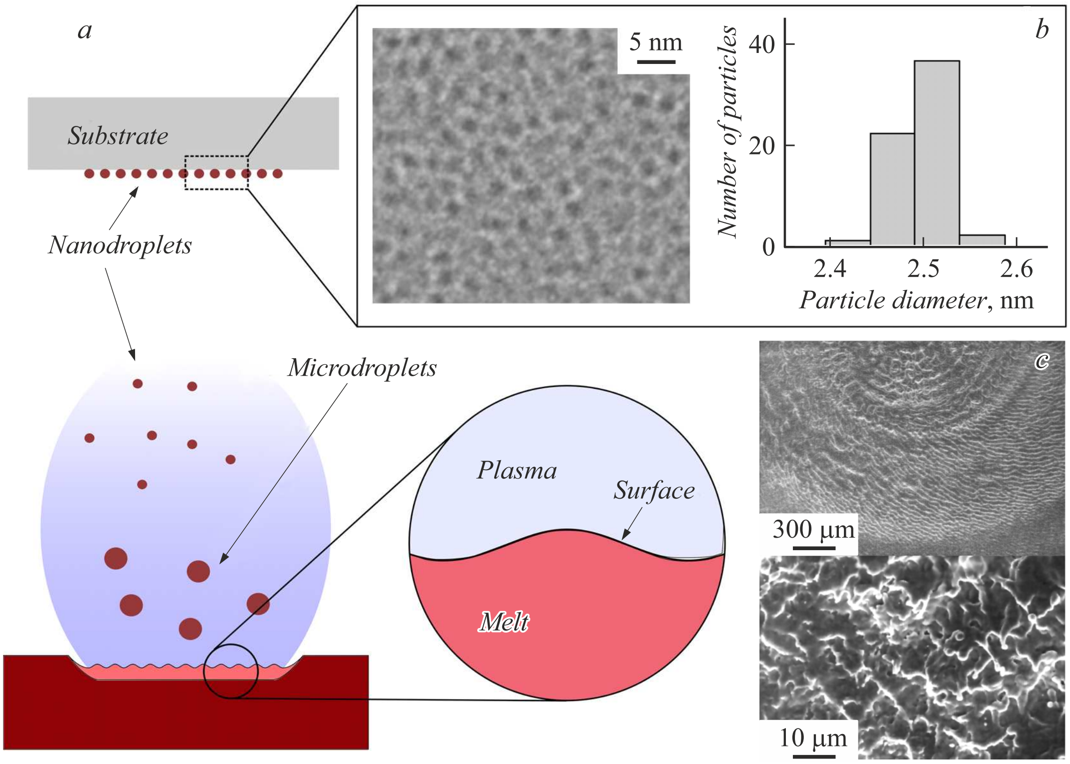

Рис. 1. *a* — схема лазерного электродиспергирования; *b* — наночастицы Ni, полученные в результате лазерного электродиспергирования [6]; *c* — микрофотографии поверхности мишени после многократного облучения.

В рассматриваемом диапазоне параметров плазмы ($n_{pl} \sim 10^{23}-10^{25}\,\mathrm{m}^{-3}$, $T_e \sim 1-5\,\mathrm{eV}$) эффектом вторичной электронной эмиссии с поверхности можно пренебречь, поэтому поверхность расплава заряжается отрицательно. Потенциал электрического поля u вблизи поверхности расплава можно описать с помощью уравнения Пуассона [16], в правой части которого находится разность плотностей ионов n_i и электронов n_e. В настоящей работе предполагается, что плотность электронов в слое подчиняется распределению Больцмана, т. е. $n_e = n_{pl}\exp(-q_e u/k_B T_e)$, где q_e — заряд электрона, а k_B — постоянная Больцмана. Для решения данной задачи удобно ввести безразмерные координаты $\xi = x/\lambda$, $\eta = y/\lambda$ (λ — длина волны на поверхности расплава), а также безразмерный потенциал электрического поля в слое $\phi = q_e u/(k_B T_e)$. В этом случае уравнение для потенциала имеет вид

$$\alpha^2\Delta\phi = \rho_i - \exp(-\phi), \tag{1}$$

где $\alpha = l_D/\lambda$ — параметр, l_D — дебаевская длина, $\rho_i = n_i/n_{pl}$ — безразмерная величина плотности ионов в слое. Для нахождения плотности и скорости ионов (ρ_i и $\mathbf{v}_i$ соответственно) можно использовать систему уравнений для конвективного переноса под действием электрического поля в слое

$$\operatorname{div}(\rho_i\mathbf{v}) = 0,$$
$$\mathbf{v}(\nabla\cdot\mathbf{v}) = -\nabla\phi. \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{v} = \mathbf{v}_i/c_i$ — безразмерная скорость ионов в слое, а c_i — ионно-звуковая скорость.

Система (1), (2) решается в области Ω, заданной следующим образом (рис. 2):

$$\Omega = \left\{(\xi,\eta) : -\frac{1}{2} \leqslant \xi \leqslant \frac{1}{2}, \qquad \Gamma_m \leqslant \eta \leqslant \Gamma_{sh}\right\}, \tag{3}$$

где Γ_m — граница области, описывающая поверхность металла, Γ_{sh} — граница слоя Ленгмюра. Граница для описания возмущенной поверхности металла в парамет-

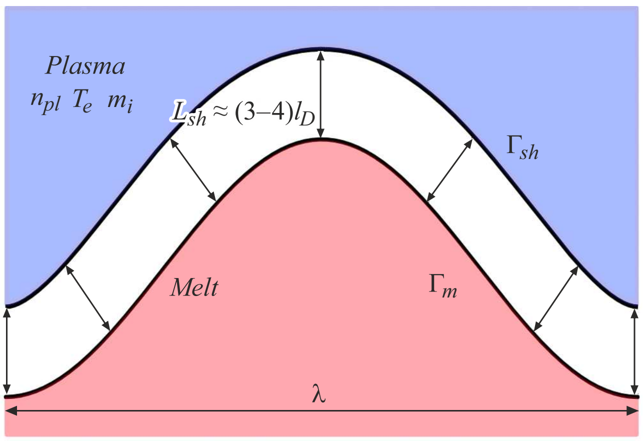

Рис. 2. Схема расчетной области для системы уравнений (1)–(6).

рической форме имеет вид

$$\Gamma_m = \left\{ \left(\xi_m, \eta_m\right) : \xi_m = t, \eta_m = \frac{A}{\lambda}\cos(2\pi t); t \in \left(-\frac{1}{2}; \frac{1}{2}\right) \right\}, \tag{4}$$

где A — амплитуда возмущения поверхности, t — параметр. Граница слоя Ленгмюра с плазмой Γ_{sh} в настоящей работе задана таким образом, чтобы нормированная ширина слоя $d = L_{sh}/\lambda$ по нормали к поверхности всюду принимала одинаковое значение. В этом случае верхняя граница слоя в параметрической форме имеет следующий вид:

$$\Gamma_{sh} = \left\{ \left(\xi_{sh}, \eta_{sh}\right) : \xi_{sh} = \xi_m - \frac{(\eta_m)'_t d}{\sqrt{1 + \left((\eta_m)'_t\right)^2}}, \right.$$

$$\left. \eta_{sh} = \eta_m + \frac{d}{\sqrt{1 + \left((\eta_m)'_t\right)^2}} \right\}. \tag{5}$$

Такой выбор границы обеспечивает сохранение эффекта экранирования электрического поля в плазме и позволяет упростить систему уравнений путем интегрирования уравнения для скорости ионов в системе (2), однако ограничивает применимость модели только случаями, при которых нормали к поверхности не пересекаются, т.е. $AL_{sh}/\lambda^2 < 1$. Выражение для скорости ионов в приближении движения вдоль силовых линий электрического поля имеет вид $\mathbf{v} = (1 + 2\phi)^{1/2}\nabla\phi/|\nabla\phi|$. Условия для уравнения (1) на границах имеют вид условия Дирихле: $\phi|_{\Gamma_{sh}} = 0$, $\phi|_{\Gamma_m} = \phi_{fl}$ Здесь ϕ_{fl} — плавающий потенциал, который удовлетворяет условию равенства нулю полного тока вдоль поверхности:

$$\int_{\Gamma_m} \left(\rho_i v - \beta \exp(-\phi)\right) ds = 0, \quad \beta = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}. \tag{6}$$

Граничное условие для плотности ионов $\rho_i\big|_{\Gamma_{sh}} = 1$, а на границах $\xi = \pm 1/2$ заданы периодические условия. Решение задачи (1)–(6) проводилось в среде Comsol Multiphysics. Толщина слоя Ленгмюра, выбранная для проведения расчетов, должна быть достаточно большой для обеспечения эффекта экранирования электрического поля в плазме ($E_m \gg E_{sh}$, где $E = |\nabla\phi|$), но также не должна нарушать сходимость численных методов. Результаты предварительных расчетов показали, что оптимальным выбором в данном случае является ширина слоя $L_{sh} = (3{-}4)l_D$.

Кривизна поверхности, как показали расчеты, не влияет на величину плавающего потенциала ϕ_{fl}, заданного формулой (6), поэтому в дальнейших расчетах использовалось значение потенциала, равное плавающему потенциалу на плоской поверхности $\phi_{fl} = \ln\beta$.

Анализ малого возмущения $A/\lambda \ll 1$ проводился в линейном приближении

$$\rho_i \approx \rho_{i,0} + \delta\rho_i\kappa, \quad E \approx E_0 + \delta E\kappa, \tag{7}$$

где κ — кривизна поверхности. Значения коэффициентов $\rho_{i,0}$, $\delta\rho_i$, E_0, δE определялись с помощью численного решения краевой задачи (1)–(6). Аппроксимация этих величин довольно точно описывается следующим образом: $E_0 \approx \ln\beta/2.843\alpha$, $\delta E \approx 0.87\ln\beta$, $\delta\rho_i \approx 1.75\alpha v_{i,Me}^2$, где $v_{i,Me} = c_i(1 + 2\ln\beta)^{1/2}$ — скорость ионов вблизи поверхности расплава.

В силу несжимаемости жидкости постоянная вдоль поверхности часть давления не влияет на ее динамику, поэтому для определения критерия неустойчивости необходимо рассматривать только вариацию давления вдоль поверхности, которая с учетом $\kappa \ll 1$ имеет вид

$$\delta P = \delta P_i + \delta P_\sigma - \delta P_E = \frac{m_i n_{pl} v_{i,Me}^2}{2}\delta\rho_i\kappa + \sigma\kappa - \frac{\varepsilon_0 T_e^2}{q_e^2\lambda^2}E_0\delta E\kappa. \tag{8}$$

Здесь δP, δP_i, δP_σ, δP_E — вариации полного давления, давления ионов, капиллярного давления и давления электрического поля на поверхности соответственно, σ — коэффициент поверхностного натяжения расплава. Полная вариация давления имеет вид капиллярного давления с некоторым эффективным значением коэффициента поверхностного натяжения σ_{eff}. Условие развития неустойчивости поверхности в этом случае примет вид $\sigma_{eff} \leqslant 0$ или

$$\sigma_{eff} = \sigma + \frac{m_i n_{pl} v_{i,Me}^2}{2}\delta\rho_i - \frac{\varepsilon_0 T_e^2}{q_e^2\lambda^2}E_0\delta E \leqslant 0. \tag{9}$$

Результаты расчетов показали, что для развития электрокапиллярной неустойчивости необходима температура электронов плазмы $T_e \approx 20\,\mathrm{eV}$ для плотности плазмы $n_{pl} = 10^{25}\,\mathrm{m}^{-3}$, однако она быстро растет по мере уменьшения плотности. Причиной этого эффекта является быстрое уменьшение E_0 по мере увеличения толщины слоя. Электрическое поле слоя Ленгмюра также может снижать эффективный коэффициент поверхностного натяжения, оказывая влияние на развитие других видов неустойчивостей. В частности, как было показано в работе [2], для механизма, вызванного модуляцией давления плазмы, оптимальная длина волны для роста неустойчивости пропорциональна коэффициенту поверхностного натяжения. Поэтому уменьшение данного коэффициента приведет к увеличению скорости роста более высоких мод на поверхности расплава.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Д.А. Явсину за предоставление фотографий поверхности мишени и наноструктур.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] С.А. Ахманов, В.И. Емельянов, Н.И. Коротеев, В.Н. Семиногов, УФН, **147** (12), 675 (1985). DOI: 10.3367/UFNr.0147.198512b.0675 [S.A. Akhmanov, V.I. Emel'yanov, N.I. Koroteev, V.N. Seminogov, Sov. Phys. Usp., **28**, 1084 (1985). DOI: 10.1070/PU1985v028n12ABEH003986].

[2] А.Б. Брайловский, И.А. Дорофеев, А.Б. Езерский, В.А. Ермаков, В.И. Лучин, В.Е. Семенов, ЖТФ, **61** (3), 129 (1991).

[3] A.B. Brailovsky, S.V. Gaponov, V.I. Luchin, Appl. Phys. A, **61** (1), 81 (1995). DOI: 10.1007/BF01538216

[4] L.K. Ang, Y.Y. Lau, R.M. Gilgenbach, H.L. Spindler, J.S. Lash, S.D. Kovaleski, J. Appl. Phys., **83** (8), 4466 (1998). DOI: 10.1063/1.367208

[5] V.M. Kozhevin, D.A. Yavsin, V.M. Kouznetsov, V.M. Busov, V.M. Mikushkin, S.Yu. Nikonov, S.A. Gurevich, A. Kolobov, J. Vac. Sci. Technol. B, **18** (3), 1402 (2000). DOI: 10.1116/1.591393

[6] D.S. Ilyushenkov, V.I. Kozub, D.A. Yavsin, V.M. Kozhevin, I.N. Yassievich, T.T. Nguyen, E.H. Bruck, S.A. Gurevich, J. Magn. Magn. Mater., **321** (5), 343 (2009). DOI: 10.1016/j.jmmm.2008.09.024

[7] A.M. Elsied, P.C. Dieffenbach, P.K. Diwakar, A. Hassanein, Spectrochim. Acta B, **143**, 26 (2018). DOI: 10.1016/j.sab.2018.02.012

[8] S. Cai, W. Xiong, F. Wang, Y. Tao, S. Tan, X. Ming, X. Sun, Appl. Surf. Sci., **475**, 410 (2019). DOI: 10.1016/j.apsusc.2018.12.117

[9] A. Bogaerts, Z. Chen, R. Gijbels, A. Vertes, Spectrochim. Acta B, **58** (11), 1867 (2003). DOI: 10.1016/j.sab.2003.08.004

[10] А.А. Борматов, В.М. Кожевин, С.А. Гуревич, ЖТФ, **91** (5), 721 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.05.50682.283-20 [A.A. Bormatov, V.M. Kozhevin, S.A. Gurevich, Tech. Phys., **66**, 705 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221050078].

[11] T.N. Rostovshchikova, E.S. Lokteva, E.V. Golubina, K.I. Maslakov, S.A. Gurevich, D.A. Yavsin, V.M. Kozhevin, in *Advanced nanomaterials for catalysis and energy advanced nanomaterials for catalysis and energy* (Elsevier, 2019), p. 61–97. DOI: /10.1016/B978-0-12-814807-5.00003-6

[12] В.В. Владимиров, П.М. Головинский, Г.А. Месяц, ЖТФ, **57** (8), 1588 (1987).

[13] J.T. Holgate, M. Coppins, J. Phys. D: Appl. Phys., **53** (10), 105204 (2020). DOI: 10.1088/1361-6463/ab53fd

[14] P. Vanraes, A. Bogaerts, J. Appl. Phys., **129** (22), 220901 (2021). DOI: 10.1063/5.0044905

[15] J.T. Holgate, M. Coppins, J.E. Allen, New J. Phys., **21** (6), 063002 (2019). DOI: 10.1088/1367-2630/ab20fe

[16] R.N. Franklin, J. Phys. D: Appl. Phys., **36** (22), R309 (2003). DOI: 10.1088/0022-3727/36/22/R01