

03

Электрокапиллярное ускорение течений расплавленного металла при формировании каверны глубокого проплавления мощным лазерным излучением

© Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия
E-mail: seidgazov@mail.ru, fmirzade@rambler.ru

Поступило в Редакцию 13 ноября 2024 г.

В окончательной редакции 5 марта 2025 г.

Принято к публикации 16 марта 2025 г.

Предложен механизм влияния электродинамических процессов на ускорение термокапиллярного течения расплава при глубоком проплавлении металлов мощным лазерным излучением. Механизм устанавливает связь гидродинамических процессов с термоэмиссионными и электрокапиллярными эффектами и качественно объясняет экспериментально наблюдаемые закономерности.

Ключевые слова: глубокое проплавление, лазерное излучение, электрическое поле, термоэмиссия, электрокапиллярность.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.12.60604.20184

Режим глубокого проплавления (ГП) широко применяется в ряде современных лазерных и электронно-лучевых технологий плавания металлов для создания сварочных соединений и сборки изделий аддитивным формованием металлических порошков. Этот режим характеризуется высоким аспектным отношением (глубины расплавленной области к ее ширине) и требует превышения порогового значения мощности излучения, зависящего от свойств среды и размера пятна фокусировки. В [1] показано, что термокапиллярный (ТК) механизм обеспечивает адекватную связь между физическими процессами в режиме ГП и гидродинамическим потоком. Это подтверждено экспериментом [2], численным расчетом [3], сравнением расчетных и экспериментальных значений ТК-порога ГП [4], анализом в [5,6]. Наряду с этим ТК-механизм не раскрывает природу синергетического эффекта при гибридном лазерно-дуговом воздействии [7] и причину эмпирически наблюдаемых корреляций глубины проплавления с давлением окружающей среды, характеристиками приповерхностной плазмы, сигналом эмиссионного тока [8], направленностью и напряженностью внешнего электрического поля [9]. По нашему мнению, этот пробел может быть устранен учетом возможного ускорения потока электрокапиллярными (ЭК) силами, обусловленными зависимостью поверхностного натяжения от электрического потенциала $\sigma(\varphi)$, неоднородно распределенного вдоль поверхности. Цель работы — разработка базовых представлений о физическом механизме ЭК-ускорения расплава в процессе ГП металлов мощным лазерным излучением.

Переход в режим ГП сопровождается появлением в пятне облучения лазерно-индуцированной плазмы и контакта расплав–плазма с образованием двойного электрического слоя (ДЭС). Благодаря локальности лазерного воздействия это создает на поверхности расплава

неоднородные распределения электрического заряда и потенциала, вызывающие ЭК-эффект (из-за зависимости поверхностного натяжения от электрического потенциала $\sigma(\varphi)$), что приводит к появлению тангенциальных ЭК-сил. Образованию плазмы и ДЭС способствуют термоэмиссионные процессы. Термоэлектронная эмиссия характеризуется плотностью тока согласно формуле Ричардсона–Дешмана

$$j_e = A_R T^2 \exp(-\omega/kT),$$

где ω — работа выхода электрона из поверхности расплава, k — постоянная Больцмана, A_R — термоэмиссионная постоянная. Для железа ($\omega = 4.31$ eV) при характерной для режима ГП температуре кипения величина эмиссионного тока равна $j_e = 0.33$ A/mm². Вследствие ухода электронов на поверхности со стороны расплава индуцируются положительные заряды, которые электростатически удерживают часть электронов над поверхностью, образуя разделение зарядов ДЭС. Собственное электрическое поле ДЭС противодействует выходу электронов с поверхности расплава и стимулирует эмиссию положительных ионов с плотностью тока согласно формуле Ричардсона–Смита

$$j_i = A_P T^2 \exp(-\omega_P/kT),$$

где A_P — константа, ω_P — работа выхода положительного иона из расплава. Совместная термоэмиссия электронов и положительных ионов образует общий эмиссионный ток, равный сумме разнонаправленных токов эмиссии электронов и ионов: $J = S j = S(j_e - j_i)$, где S — площадь пятна облучения. Нулевое значение общего тока J наблюдается при $j_e = j_i$ и удельном заряде $Q = 0$, соответствующем максимуму ЭК-кривой (см. рисунок).

Наложение внешнего электрического поля с напряженностью E изменяет потенциальный барьер выхода электронов и плотность эмиссионного тока согласно формуле Ричардсона–Дешмана с поправкой Шоттки

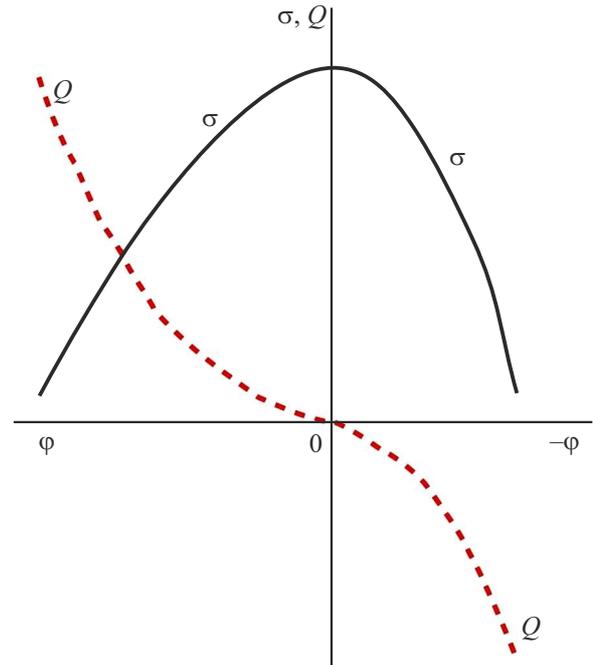
$$j_e = A_R T^2 \exp[-(\omega - \Delta\omega)/kT],$$

где $\Delta\omega = e(eE/4\pi\epsilon_0)^{1/2}$ — поправка Шоттки, e — заряд электрона, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m — электрическая постоянная. Если направление поля E совпадает с направлением поля ДЭС, то повышение потенциального барьера выхода электронов приводит к уменьшению j_e . Этим облегчается эмиссия положительных ионов и увеличивается плотность ионного тока j_i . Внешнее поле E , усиливающее поле ДЭС, должно вызывать концентрацию на поверхности (со стороны расплава) отрицательного заряда. Ослабление поля ДЭС внешним полем E приводит к концентрации на поверхности расплава положительного заряда. Таким образом, внешнее поле позволяет управлять зарядом на расплавленной металлической поверхности, что можно использовать для управления ЭК-эффектом и гидродинамическими процессами при ГП.

Рассмотрим ЭК-эффект в виде течений, вызванных градиентом поверхностного натяжения σ . Зависимость $\sigma(\varphi)$ отображается ЭК-кривой с максимумом при $\partial\sigma/\partial\varphi = 0$ с потенциалом нулевого заряда, что соответствует нулевому общему току $J = Sj = S(j_e - j_i) = 0$ (см. рисунок). На правой ветви ЭК-кривой $\varphi < 0$ и выполняется $\partial\sigma/\partial\varphi > 0$. Лево́й ветви ($\varphi > 0$) соответствует $\partial\sigma/\partial\varphi < 0$. Из теории ЭК-явлений известно уравнение Липпмана $\partial\sigma/\partial\varphi = -Q$, устанавливающее для заданного потенциала φ , взятого с обратным знаком, соотношение между наклоном ЭК-кривой и зарядом Q , приходящимся на единицу площади поверхности. Для правой ветви ЭК-кривой $Q < 0$, для левой ветви $Q > 0$. Тогда зависимость глубины проплавления от смены полярности E (знака Q) может отражать несимметричность ЭК-кривой относительно оси $\sigma(\varphi = 0)$ с условием для двух ее ветвей $|\partial\sigma/\partial\varphi|_{\varphi, Q > 0} < |\partial\sigma/\partial\varphi|_{\varphi, Q < 0}$.

Любое увеличение плотности заряда, положительное или отрицательное, приведет к уменьшению поверхностного натяжения. Такое поведение может быть объяснено тем фактом, что все заряды на границе раздела действуют друг на друга с кулоновскими силами отталкивания, направленными касательно свободной поверхности. Следовательно, расширение границы раздела требует меньше энергии, что приводит к снижению поверхностного натяжения с ростом потенциала.

При воздействии на металлы сфокусированного лазерного излучения в режиме ГП температура и электрический потенциал в пятне облучения должны изменяться вдоль поверхности металла, убывая от максимальных значений в центре пятна к нулю на периферии ($\partial T/\partial r < 0$, $\partial\varphi/\partial r < 0$). При этом поверхностное натяжение будет, наоборот, увеличиваться, так как $\partial\sigma/\partial T < 0$, $\partial\sigma/\partial\varphi < 0$. Помимо ТК-потоков возникают ЭК-потоки, поскольку имеется несбалансированный



Типичный вид ЭК-кривой $\sigma(\varphi)$ и изменения удельного заряда $Q(\varphi)$.

тангенциальный градиент поверхностного натяжения, создаваемый тангенциальным градиентом напряжения, который в свою очередь является результатом ненулевой тангенциальной составляющей электрического поля. В общем случае переменные T и φ являются зависимыми, хотя их взаимосвязь пока не установлена. Для упрощения задачи будем рассматривать частный случай независимых переменных T и φ . Тогда баланс сил на поверхности запишем как

$$\eta \frac{\partial V_r}{\partial z} = -\frac{\partial\sigma(T, \varphi)}{\partial r} = -\frac{\partial\sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{\partial\sigma}{\partial\varphi} \frac{\partial\varphi}{\partial r}, \quad (1)$$

где $-\partial\sigma/\partial T = \gamma > 0$ — температурный коэффициент поверхностного натяжения, η — динамическая вязкость, V_r — тангенциальная скорость течения расплава, r и z — координаты тангенциально к поверхности и по нормали. Поскольку термически и электрически индуцированные члены $(\partial\sigma/\partial T)(\partial T/\partial r)$ и $(\partial\sigma/\partial\varphi)(\partial\varphi/\partial r)$ входят в баланс (1) с одинаковыми знаками, ЭК-силы всегда (независимо от знака Q) направлены на ускорение ТК-потока. Учитывая $\partial\sigma/\partial\varphi = -Q$ и $\partial\varphi/\partial r = -E_T$, перепишем (1) в виде

$$\eta \frac{\partial V_r}{\partial z} = \gamma \frac{\partial T}{\partial r} - QE_T. \quad (2)$$

В соответствии с законом Гаусса поверхностная плотность заряда Q связана с нормальной составляющей напряженности электрического поля E_z соотношением

$$Q = 2\epsilon_0 E_z = 2\epsilon_0 (E_N + E_D),$$

где E_N и E_D — нормальные составляющие напряженности внешнего поля и поля ДЭС соответственно (полагаем, что $E_N, E_D = \text{const}$). Тангенциальная составляющая поля E_T определяется разностью потенциалов с максимумом φ_{max} в центре пятна облучения диаметром d и нулевым значением ($\varphi = 0$) на периферии. Для E_T имеем оценочно $E_T \approx -2\varphi_{\text{max}}/d$. Тогда (2) примет вид

$$\eta \frac{\partial V_r}{\partial z} \cong \gamma \frac{\partial T}{\partial r} + 4\varepsilon_0 (E_N + E_D) \frac{\varphi_{\text{max}}}{d}. \quad (3)$$

Для скорости термически и электрически индуцированного сдвигового течения (характерного для режима ГП) с вязким подслоем толщиной $\delta < d$ из (3) получим оценку

$$V_r \cong \frac{\delta}{\eta} \left(\gamma \frac{\partial T}{\partial r} + 4\varepsilon_0 (E_N + E_D) \frac{\varphi_{\text{max}}}{d} \right). \quad (4)$$

Формула (4) устанавливает связь между термоэмиссионными, электрокапиллярными и гидродинамическими процессами в режиме ГП. Согласно (4), электродинамические характеристики на границе металл–плазма влияют на ускорение ТК-течения расплава в пятне облучения и, как следствие, на увеличение глубины проплавления. В режиме ГП оценка скорости ТК-потока при $d = 0.5 \text{ mm}$ и характерных значениях $\delta \sim 10 \mu\text{m}$ дает $V_r \sim 10 \text{ m/s}$ [1]. На такую же величину может возрасти скорость потока за счет ЭК-эффекта при соизмеримости ТК- и ЭК-компонент в (4), что косвенно подтверждает наблюдаемое в [9] увеличение на 85% глубины проплавления стали излучением лазера при наложении внешнего электрического поля. Соотношение (4) отражает механизм корреляций глубины проплавления с характеристиками приповерхностной плазмы и сигналом эмиссионного тока [8]. Следует отметить, что при электронно-лучевом воздействии общий ток в зоне облучения включает помимо общего эмиссионного тока $S(j_e - j_i)$ также ток установки Sj_b и составляет $J = Sj = S(j_e - j_i - j_b)$. Высокий ток электронно-лучевой установки $Sj_b > S(j_e - j_i)$ обеспечивает дополнительный поток отрицательного заряда в поверхность металла, способствуя эффективному ЭК-ускорению гидродинамических потоков и увеличению глубины проплавления. Аналогичное влияние на плотность поверхностного заряда оказывает дуговой разряд при гибридном лазерно-дуговом воздействии, что может являться причиной синергетического эффекта плавления [7] в виде нарушения аддитивности теплового воздействия излучения и дуги на металл. При этом энергия, расходуемая на его плавление, может более чем в 2 раза превышать сумму соответствующих энергий, выделяющихся в металле при использовании каждого отдельно взятого источника тепла с соответствующим увеличением эффективного КПД процесса обработки. Представленный механизм позволяет физически интерпретировать наблюдаемые в экспериментах корреляции

характеристик ГП с термоэмиссионными и электрокапиллярными явлениями и указывает направление дальнейших исследований по совершенствованию и моделированию лазерных технологических процессов.

Финансирование работы

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Р.Д. Сейдгазов, Математическое моделирование, **22** (8), 67 (2010). [R.D. Seidgazov, Math. Models Comput. Simul., **3** (2), 234 (2011). DOI: 10.1134/S2070048211020098].
- [2] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде, Письма в ЖТФ, **47** (21), 16 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.21.51622.18838 [R.D. Seidgazov, F.Kh. Mirzade, Tech. Phys. Lett., **48** (14), 12 (2022). DOI: 10.21883/TPL.2022.14.52104.18838].
- [3] S. Ly, G. Guss, A.M. Rubenchik, W.J. Keller, N. Shen, R.A. Negres, J. Bude, Sci. Rep., **9**, 8152 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-44577-6
- [4] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде, Сварочное производство, № 5, 20 (2021). [R.D. Seydgazov, F.Kh. Mirzade, Welding Int., **35** (7-9), 359 (2021). DOI: 10.1080/09507116.2021.1979829].
- [5] R.D. Seidgazov, in *2019 IEEE 8th Int. Conf. on advanced optoelectronics and lasers (CAOL)* (IEEE, 2019), p. 216–219. DOI: 10.1109/CAOL46282.2019.9019431
- [6] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде, Математическое моделирование, **36** (5), 41 (2024). DOI: 10.20948/mm-2024-05-04
- [7] И.В. Кривцун, В.Ю. Хаскин, В.Н. Коржик, Е.В. Илляшенко, Ч. Донг, З. Ло, Colloquium-journal, № 18 (42), 10 (2019). DOI: 10.24411/2520-6990-2019-10596
- [8] P.J. DePond, J.C. Fuller, S.A. Khairallah, J.R. Angus, G. Guss, M.J. Matthews, A.A. Martin, Commun. Mater., **1**, 92 (2020). DOI: 10.1038/s43246-020-00094-y
- [9] S.A.H. Fawzi, R.N. Arif, Turk. J. Phys., **23** (6), 959 (1999). <https://journals.tubitak.gov.tr/physics/vol23/iss6/2>