УДК 621.373.8

ВЛИЯНИЕ ИСПАРЕНИЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ РАСПЛАВА В ПАРОГАЗОВОЙ КАВЕРНЕ

Ф. Х. Мирзоев, В. Я. Панченко, Л. А. Шелепин

Установлено существование азимутальной неустойчивости испаряющейся поверхности расплава в парогазовой каверне при действии лазерного излучения. Найдены условия ее возникновения и характеристики образующейся структуры.

При воздействии на металлы лазерного излучения с интенсивностью $I \geq I_*$ (I_* – порог глубокого проплавления) в зоне взаимодействия формируется глубокая парогазовая каверна (ПГК) с большими значениями отношения глубины к ее диаметру [1]. Стенки каверны образованы слоем расплава, поверхность которого по разным причинам может терять устойчивость [2 – 6]. Этот вопрос является существенным как для анализа взаимодействия излучения с веществом при его глубоком проникновении в материалы (поглощение, рассеяние, каналирование и т.п.), так и для приложений (сварка, резка, сверление). При капиллярном механизме конвекции поверхность расплава всегда устойчива по отношению к азимутальным возмущениям ее формы. В данной работе показано, что в широком диапазоне параметров лазерного излучения учет испарения может привести к потере устойчивости поверхности по отношению к данным возмущениям. Определены условия возникновения неустойчивости и даны оценки инкремента развития малых азимутальных возмущений поверхности.

Рассмотрим вертикальный полый цилиндрический слой невязкой теплопроводной жидкости конечной толщины, ограниченный твердой внешней и свободной внутренней поверхностями. Введем цилиндрическую систему координат с осью z, направленной вдоль образующей цилиндра. Зададим твердую и свободную границы соответственно условиями $r = a$ и $r = b$. Предполагается, что испарение происходит в вакуум или в среду с малым противодавлением. Поэтому в соответствии с результатом работы [7] давление паров (P_g) является функцией только температуры свободной поверхности.

Пусть на свободную поверхность расплава $r = a + \zeta(\varphi, t)$ (где $\zeta(\varphi, t) = \zeta_0 \exp(\gamma t + im\varphi)$ – малые азимутальные возмущения формы поверхности, ζ_0 – амплитуда возмущений, γ – комплексный инкремент неустойчивости, m – азимутальное волновое число возмущений) падает лазерное излучение, которое однородно поглощается в приповерхностном слое с коэффициентом поглощения a. Возмущения поверхности считаются достаточно плавными и медленными по сравнению с толщиной и временем релаксации разрыва на фронте испарения. Поглощение излучения в паровой фазе не учитывается. Предполагается, что перенос расплавленного металла в ПГК происходит в основном по ее боковым стенкам ($v_r, v_\varphi \gg v_z$). Тогда стационарное состояние описывается формулами $v_r = v_\varphi = 0$, $P = \text{const}, \zeta(\varphi) = 0$, $T(r) = T_e + (T_e - T_m)\ln(r/b)/\ln(a/b)$, где P – давление жидкости, T_m, T_e – температуры плавления и испарения соответственно.

При наличии градиента невозмущенной температуры в слое возникновение малых азимутальных движений, описываемых потенциалом скорости $\Phi(r, \varphi, t) = \Phi_0(r^m + b^{2m} r^{-m} \exp(\gamma t + im\varphi)$, $(\Phi_0 = \text{const})$, приводит к модуляции температуры поверхности жидкости. Это возмущение температурного профиля обусловлено конвективным слагаемым в уравнении теплового баланса, которое пропорционально радиальной компоненте скорости движения ($v_r = \partial\Phi/\partial r$). Возмущение температурного поля находим из линеаризованного уравнения теплопроводности

$$\left(\gamma + \frac{\chi m^2}{r^2}\right) T - \frac{\chi}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right) = -G(r)\frac{\partial \Phi}{\partial r},\ \frac{\partial T}{\partial r}(r = a) = 0,\ T(r = b) = 0, \tag{1}$$

где $G(r) = G_0/r$, $G_0 = (T_e - T_m)/\ln(a/b)$ – стационарный градиент температуры в слое, χ – коэффициент температуропроводности.

Учитывая, что $T_s = T(a) + G(a)\zeta$, и используя кинематическое условие $\gamma\zeta = \partial\Phi/\partial r(r = a)$, из (1) для возмущения температуры поверхности находим

$$T_s = G(a)\zeta\left[\frac{a^2\gamma}{\chi l}(e_1 l_1 - l_2) + 1\right]. \tag{2}$$

Здесь $\mu^2 = \gamma/\chi$; $e_1 = [I_m(\mu a) + SK_m(\mu a)]/[I'_m(\mu a) - SK'_m(\mu a)]$; $S = I_m(\mu b)/K_m(\mu b)$; $l = a^m + b^{2m}a^{-m}$; $l_1 = \int_a^b [I_m(\mu y)K'_m(\mu a) - K_m(\mu y)I'_m(\mu a)]\psi(y)dy$; $l_2 = \int_a^b [I_m(\mu a)K_m(\mu y) - I_m(\mu y)K_m(\mu a)]\psi(y)dy$; $\psi(y) = y^{m-1} - b^{2m}y^{-(m+1)}$; I_m, K_m – модифицированные функции Бесселя m-го порядка (штрих означает дифференцирование по переменной r).

При таком распределении температуры испарительное давление на поверхности жидкости также окажется промодулированным: $\delta P_g = \epsilon T_s \exp(\gamma t + im\varphi)$, $\epsilon = dP_g/dT$.

Возникающая при этом сила ($F \sim \epsilon\partial T/\partial\varphi$) усиливает малые азимутальные возмущения поверхности, приводя к неустойчивости. Связь между возмущениями температуры, потенциала скорости и формы свободной поверхности расплава задается динамическим граничным условием, описывающим непрерывность потока импульса на фронте испарения:

$$-\rho\gamma\Phi(r = a) = (\sigma/a^2)(1 - m^2)\zeta + T_s\epsilon, \tag{3}$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Подставляя (2) в (3), получаем дисперсионное уравнение

$$\gamma^2 - \frac{\sigma}{\rho a^3}m(1 - m^2)e_2 = -\frac{\epsilon G_0 m e_2}{\rho a^2}\left[\frac{a^2\gamma}{\chi l}(e_1 l_1 - l_2) + 1\right], \tag{4}$$

где $e_2 = (a^{2m} + b^{2m})/(b^{2m} - a^{2m})$. Появление в (4) правой части обусловлено модуляцией температуры поверхности, которая возникает при возмущении поверхностной волной неоднородного по радиальной координате стационарного температурного распределения в расплаве.

Проведем анализ дисперсионного уравнения (4) в асимптотических областях, представляющих наибольший практический интерес. При $G = 0$ из (4) имеем дисперсионное уравнение для капиллярных волн в однородной жидкости

$$\gamma = i[(\sigma/\rho a^3)m(m^2 - 1)e_2]^{1/2}, \tag{5}$$

являющееся аналогом известного уравнения из теории "мелкой воды".

При отличном от нуля $G \neq 0$ в пределах больших $m \gg 1$ и $\gamma a^2/\chi \gg 1$ дисперсионное уравнение (4) преобразуется к виду

$$\gamma^{5/2} + \omega^2\gamma^{1/2} - \epsilon G_0 m^2\chi^{1/2}/\rho a^3 = 0,\ \omega^2 = \sigma m^3/\rho a^3. \tag{6}$$

Полагая $\epsilon G_0 m^2\chi^{1/2}/\rho a^3 \gg \omega^{5/2}$, из (6) для инкремента получаем

$$\gamma \simeq (\gamma_0^2 - 2\omega^2/5)/\gamma_0,\ \gamma_0 \simeq (\epsilon G_0 m^2\chi^{1/2}/\rho a^3)^{2/5}. \tag{7}$$

Из (7) легко видеть, что для волн с волновыми числами $m < m_1 = a^{3/7}(5/2\sigma)^{5/7} \times \rho^{1/7}(\epsilon G_0\chi^{1/2})^{4/7}$ инкремент $\gamma(m) > 0$, то есть возмущения с такими волновыми числами инициируют развитие неустойчивости на поверхности расплава. Возмущения же с $m > m_1$ не развиваются, поскольку для них $\gamma(m) < 0$. Стабилизация неустойчивости происходит благодаря действию сил поверхностного натяжения. Инкремент $\gamma(m)$ достигает максимума $\gamma_*^2 = (\epsilon G_0 \chi^{1/2})^{12/7}/a^{12/7}(\sigma^2\rho)^{4/7}$ при $m_* = a^{3/7}\sigma^{-5/7}\rho^{1/7}(\epsilon G_0\chi^{1/2})^{4/7}$. С ростом параметра ϵG_0 максимум инкремента γ_* увеличивается и смещается в сторону больших волновых чисел. В результате развития неустойчивости на поверхности расплава возникает периодическая азимутальная структура с характерным волновым числом m_*.

Для расплава стали при значениях параметров $\epsilon G_0 \simeq 2 \cdot 10^8$ *дин/см*^{2}, $\rho = 8$ *г/см*^{3}, $\sigma = 10^3$ *дин/см*, $\chi = 0,05$ *см*^{2}*/с*, $a = 0,05$ *см* численные оценки дают: $\gamma_* \simeq 5 \cdot 10^4\, c^{-1}$, $m_* = 15$. В качестве оценки для ϵG_0 использовали выражение: $\epsilon G_0 = LP/k_B T_0$; $L/k_B T_0 \simeq 10$, $P \simeq 2 \cdot 10^5$ *дин/см*^{2}.

В другом предельном случае $\epsilon G_0 \chi^{1/2} m^2/\rho a^3 \ll \omega^{5/2}$ из (6) имеем:

$$\gamma \simeq \mathrm{Re}[\epsilon G_0 m^2 \chi^{1/2}/2\rho a^3 \omega (i\omega)^{1/2}]. \tag{8}$$

При значениях констант $\epsilon G_0 = 2 \cdot 10^5$ *дин/см*^{2}, $\omega = 10^4\, c^{-1}$, $a = 0,05$ *см* оценка по формуле (8) дает $\gamma \simeq 2 \cdot 10^3\, c^{-1}$.

Таким образом, азимутальные моды играют существенную роль в задаче устойчивости поверхности испаряющейся жидкости на стенках ПГК. Учет этих возмущений приводит к дисперсионному уравнению, которое дает качественно иную картину дисперсионной зависимости инкремента по сравнению с результатами, полученными только в рамках сублимационной модели [8]. Рассматриваемый в данной работе механизм неустойчивости расплава в ПГК может проявляться при воздействии лазерных импульсов длительностью $\tau > 10^{-3}\, c$ и интенсивностью $I = -\kappa G(a) \geq 10^6$ *Вт/см*^{2}.

Авторы признательны В. С. Голубеву за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта N 94–02–04724–а).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Locke E. V., Hoag E. D., Hella R. A., IEEE J. Quant. Electron., 8, 132 (1972).

[2] Левченко Е. Б., Черняков А. Л., ЖЭТФ, **81**, N 1, 202 (1981).

[3] Самохин А. А., Квантовая электроника, **10**, N 10, 2022 (1983).

[4] Prosperetti A. and Plesset M. S., Phys. Fluids, **27**, 1590 (1984).

[5] Мирзоев Ф. Х., Леденев В. И. Квантовая электроника, **20**, N 12, 1185 (1993).

[6] Мирзоев Ф. Х., Квантовая электроника, **21**, N 2, 140 (1994).

[7] Анисимов С. И., ЖЭТФ, **27**, 182 (1968).

[8] Бункин Ф. В., Трибельский М. И., УФН, **130**, 193 (1980).

Поступила в редакцию 16 декабря 1994 г.