

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

03; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОРОТКОВОЛНОВЫХ КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН
НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА,
БОМБАРДИРУЕМОЙ ИОННЫМ ПУЧКОМ

В. В. Владимиров, П. М. Головинский

В данной работе рассматриваются случаи нормального падения ионного пучка на поверхность жидкого металла при интенсивном катодном распылении и наклонного падения пучка.

В первом случае неустойчивость возникает, когда коэффициент катодного распыления возрастает с увеличением температуры поверхности, а температура расплава уменьшается в глубь жидкости. Эффект обусловлен температурной зависимостью давления отдачи распыленных атомов металла.

В состоянии покоя в слое жидкости ($z < 0$) имеется градиент температуры

$$\frac{dT_n}{dz} = \frac{Q}{\alpha}, \quad (1)$$

где α — теплопроводность жидкости; $Q = Q_\downarrow - Q_\uparrow$, $Q_\downarrow = (M_\downarrow v_\downarrow^2/2) j_0$ — плотность потока энергии в падающем ионном пучке; M_\downarrow , v_\downarrow , j_0 — соответственно масса, скорость, плотность потока ионов, падающих по нормали к поверхности расплава $Q_\uparrow = (M_\uparrow v_\uparrow^2/2) R(T) j_0$ — плотность потока энергии распыленных атомов расплава ($Q_\downarrow > Q_\uparrow$), M_\uparrow и v_\uparrow — масса и скорость этих атомов, $R(T)$ — коэффициент катодного распыления.

Считается, что скорость распыленных атомов направлена по нормали к поверхности (учет индикатрисы распыления приводит к несущественным количественным поправкам). Давление отдачи распыленных атомов на поверхность жидкости $P_\uparrow = M_\uparrow v_\uparrow R(T) j_0 = (2/v_\uparrow) Q_\uparrow$ направлено в глубь жидкости.

Исследуем устойчивость стационарного состояния вязкого слоя жидкости с профилем температуры (1), считая жидкость несжимаемой. Исходная система линеаризованных уравнений теплопроводности, Навье—Стокса и непрерывности имеет вид [1]

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} + v_{1z} \frac{dT_n}{dz} = \chi \Delta T_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_{1x}}{\partial t} = \nu \Delta v_{1x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_1}{\partial x}, \quad \frac{\partial v_{1z}}{\partial t} = \nu \Delta v_{1z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_1}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_{1x}}{\partial x} + \frac{\partial v_{1z}}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

где v_{1x} , v_{1z} — продольная и поперечная компоненты скорости жидкости по отношению к плоской поверхности слоя ($z=0$); P_1 — давление жидкости; T_1 — возмущение температуры; ν — коэффициент кинематической вязкости; $\chi = \alpha/\rho c$ — температуропроводность; ρ — плотность жидкости; c — теплоемкость.

Граничные условия на свободной поверхности $z = \xi_1(x)$ сводятся к следующим:

$$\alpha \frac{\partial T_1}{\partial z} = -Q_\uparrow \tilde{R} \left(T_1 + \xi_1 \frac{dT_n}{dz} \right) \Big|_{z=0}, \quad (2')$$

$$v_{1z} = \frac{\partial \xi_1}{\partial t} \Big|_{z=0}, \quad \frac{\partial v_{1x}}{\partial z} + \frac{\partial v_{1x}}{\partial x} \Big|_{z=0} = 0, \quad (3')$$

$$P_1 - 2\nu\rho \frac{\partial v_{1x}}{\partial z} = -\alpha \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial x^2} + P_{\uparrow} \tilde{R} \left(T_1 + \xi_1 \frac{dT_0}{dz} \right) \Big|_{z=0}, \quad (4')$$

где $\tilde{R} = (1/R) (dR/dT)$, $\xi_1 = \xi \exp(i\omega t + ikx)$ — малое смещение жидкости вдоль нормали к поверхности, k — волновое число капиллярного рельефа, α — коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Использовалось приближение глубокой воды.

Решения для всех величин A_1 в уравнениях (2)–(4) будем искать в виде $A_1 = A_1(z) \times \exp(i\omega t + ikx)$. В этом случае [1]

$$v_{1x}(z) = A e^{kz} + B e^{mz}, \quad v_{1z}(z) = -i A e^{kz} - i \frac{kB}{m} e^{mz},$$

$$P_1(z) = -\frac{\omega\rho}{k} A e^{kz}, \quad T_1(z) = C e^{sz} + \frac{1}{\omega} \frac{dT_0}{dz} \left(A e^{kz} - \frac{kB}{m} \frac{e^{mz}}{\chi/\nu - 1} \right), \quad (5)$$

где $m^2 = k^2 + i\omega/\nu$, $s^2 = k^2 + i\omega/\chi$; A, B, C — константы.

Учитывая (5) и граничные условия (2')–(4'), нетрудно получить дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned} & \omega^2 - 4\nu k^2 i\omega - 4\nu^2 k^4 + 4\nu^2 k^4 \sqrt{1 + \frac{i\omega}{\nu k^2}} = \\ & = \omega_0^2 + \frac{P_{\uparrow} \tilde{R} k}{\rho} \frac{dT_0}{dz} \left\{ \frac{k}{s + \frac{Q_{\uparrow} \tilde{R}}{\chi}} + \frac{k - s + \frac{m - s}{\chi/\nu - 1}}{\frac{i\omega}{2\nu k^2} \left(s + \frac{Q_{\uparrow} \tilde{R}}{\chi} \right)} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\omega_0 = \sqrt{\alpha k^3/\rho}$ — капиллярная частота.

При $dT_0/dz = 0$ уравнение (6) соответствует обычной дисперсии капиллярных волн с учетом вязкости [1].

В дальнейшем рассматривается случай $\omega_0 \gg 2\nu k^2$, при этом соотношение (6) имеет вид

$$\omega^2 - 4\nu k^2 i\omega = \omega_0^2 + \frac{P_{\uparrow} \tilde{R} k}{\rho} \frac{dT_0}{dz} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{i\omega}{\chi k^2} + \frac{Q_{\uparrow} \tilde{R}}{\chi k}}}. \quad (7)$$

При больших значениях волнового числа $\omega_0/\chi k^2 < 1$, $Q_{\uparrow} \tilde{R}/\chi \cdot k \ll 1$ возмущение температуры на поверхности

$$\delta T = T_1 + \xi \frac{dT_0}{dz} \Big|_{z=0} = \xi \frac{dT_0}{dz} \left(1 - \frac{i\omega}{2\chi k^2} \right), \quad (8)$$

т. е. δT и ξ сдвинуты по фазе. В этом случае (7) принимает вид

$$\omega^2 + 4\nu k^2 i\omega \left(\frac{P_{\uparrow} \tilde{R}}{8\rho\nu\chi k^3} \frac{dT_0}{dz} - 1 \right) = \omega_0^2, \quad (9)$$

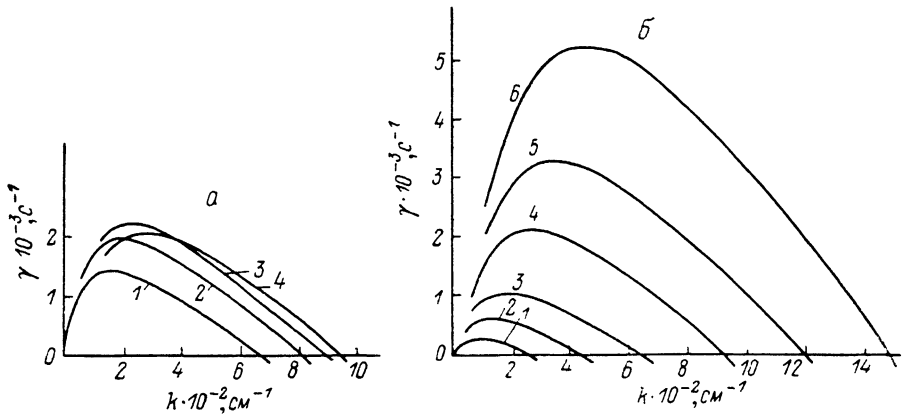
откуда следует, что при

$$k^3 < k_{\text{н}}^3 = \frac{P_{\uparrow} \tilde{R}}{8\rho\nu\chi} \frac{dT_0}{dz} = \frac{\tilde{R} Q_{\uparrow} (Q_{\downarrow} - Q_{\uparrow})}{4\nu_{\uparrow} \nu_{\downarrow} \chi} \quad (10)$$

имеет место колебательная неустойчивость (на частоте $\text{Re } \omega = \omega_0$). Максимальные значения $k_{\text{н}}$ реализуются при $Q_{\uparrow}/Q_{\downarrow} = 0.5$. Оценим величину $k_{\text{н}}$ для жидкой меди, выбрав $\tilde{R} \approx 6 \times 10^{-3}$ град $^{-1}$ [2], $Q_{\downarrow} = 5 \cdot 10^4$ Вт/см 2 , $Q_{\uparrow} = Q_{\downarrow}/2$, $\nu_{\uparrow} = 1.8 \cdot 10^6$ см 2 /с ($\varepsilon_{\uparrow} = 100$ эВ), $\rho = 8.9$ г/см 3 , $\nu = 10^{-3}$ см 2 /с, $\chi = 1$ Вт/см 2 -град, $\chi = 0.4$ см 2 /с. В этом случае $k_{\text{н}} \approx 1.1 \cdot 10^3$ см $^{-1}$ ($\lambda = 60$ мкм), $\omega_0 = 4 \cdot 10^5$ с $^{-1}$ ($\alpha = 10^3$ эрг/см 2). Численные оценки проведены для условий, близких к опытным [3].

На рисунке представлены зависимости инкремента неустойчивости ($\gamma = -\text{Im } \omega$) от волнового числа, полученные при численном исследовании (7). Расчеты проведены для различных значений Q_{\downarrow} и отношения $Q_{\uparrow}/Q_{\downarrow}$. Как видно из рисунка, а, при больших значениях Q_{\downarrow} и оптимальном соотношении $Q_{\uparrow}/Q_{\downarrow}$ максимум инкремента также соответствует большим значениям волнового числа.

Механизм рассмотренной неустойчивости можно представить следующим образом. Если бы капиллярная структура на поверхности была бы неподвижна ($\omega=0$), то температура оказалась бы модулированной вдоль такой поверхности так, что максимальные значения δT достигались бы на вершинах капиллярного рельефа, а минимальные — во впадинах $\delta T = -\xi_1 (dT_0/dz)$. При движении капиллярных возмущений с фазовой скоростью $v_\phi = \omega_0/k$ «горячие» частицы жидкости из области вершины попадают в область заднего фронта волны, а «холодные» — из области переднего фронта в область вершины. Процесс теплопередачи, восстанавливающий статическое распределение температуры, протекает с конечной скоростью, и, таким образом, область с максимальной температурой отстает от вершины $\delta T = \xi_1 (dT_0/dz) (1-i(v_\phi/v_T))$, где $v_T = k\chi$ — скорость теплопередачи. В результате переменная сила δP_1 , обусловленная давлением отдачи, имеет составляющую, которая находится в фазе со ско-



Зависимости инкремента возбуждения капиллярных волн от волнового числа.

а: $Q_\downarrow = 50$ кВт/см²; $Q_\uparrow/Q_\downarrow = 10$ (1), 20 (2), 30 (3), 50 % (4); б: $Q_\uparrow/Q_\downarrow = 50$ %; $Q_\downarrow = 10$ (1), 20 (2), 30 (3), 50 (4), 70 (5), 100 кВт/см² (6).

ростью смещения ($\dot{\xi}_1$), что и способствует росту капиллярного рельефа (в статике δP_1 находится в противофазе со смещением ξ_1). Неустойчивость возникает при превышении соответствующего инкремента над вязким затуханием. В определенной мере рассмотренный механизм аналогичен испарительному [4], который используется при объяснении опытов по лазерному возбуждению пространственных структур на поверхности расплавленной мишени.

Второй механизм возбуждения коротковолновых структур существует при наклонном падении пучка, поскольку давление пучка модулируется вдоль поверхности при появлении капиллярной структуры (в отличие от нормального падения). В этом случае изменение нормальной составляющей давления пучка при появлении структуры имеет вид

$$\delta P = P_0 \cos^2 \left(\varphi + \frac{\partial \xi_1}{\partial x} \right) - P_0 \cos^2 \varphi = -ik\xi_1 P_0 \sin 2\varphi, \quad (11)$$

где φ — угол падения, P_0 — давление в пучке.

Соответствующее дисперсионное соотношение для капиллярных волн

$$\omega^2 = \omega_0^2 + 4i\omega\nu k^2 - i \frac{k^2 P_0}{\rho} \sin 2\varphi \quad (12)$$

справедливо при условии $\omega_0 \gg 2\nu k^2$. Из него следует, что возбуждаются структуры вплоть до $k < k_{\text{н}} = ((P_0^2 \sin^2 2\varphi) / 6\rho\nu^2 \alpha)^{1/3}$. Для жидкой меди и пучка ионов при $\varphi = 45^\circ$, $Q = 5 \times 10^4$ Вт/см², скорости ионов 10^8 см/с ($P_0 = 10^4$ эрг/см³) $k_{\text{н}} \approx 10^3$ см⁻¹ ($\lambda \approx 600$ мкм).

Список литературы

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1959.
 [2] Nelson R. C. // Phil. Mag. 1965. Vol. 11. N 110. P. 291—296. Владимиров В. В., Габович М. Д., Проценко И. М. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 4. С. 205—212.

Институт физики АН УССР
 Киев

Поступило в Редакцию
 11 октября 1988 г.
 В окончательной редакции
 7 декабря 1988 г.



07; 11

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРОДОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО CO₂ ЛАЗЕРА

Г. А. Месяц, В. В. Осипов, А. Н. Петров, В. А. Тельнов,
 В. Н. Фролов, Г. М. Хамидулин

В связи с широким практическим использованием в последние годы значительное внимание уделяется совершенствованию энергетических и ресурсных характеристик импульсно-периодических CO₂ лазеров. Ранее показано, что эти характеристики связаны между собой [1], т. е. расширение энергетического диапазона устойчивости объемного разряда ведет к увеличению ресурса работы лазера, в котором рабочая среда в процессе работы не меняется. Однако возможности повышения предельной энергии (w_n), рассеянной в объемном разряде, за счет увеличения интенсивности предыонизации [2] и уменьшения длительности разряда [3, 4] в значительной мере исчерпали себя.

Дальнейшее увеличение w_n , по нашему мнению, может быть связано с уменьшением энерговыделения в приэлектродных областях, где, как известно, происходит зарождение канала. Одним из подходов решения данной проблемы может быть использование электродов с высокими эмиссионными свойствами.

В настоящей работе рассматриваются энергетические характеристики объемного разряда в импульсно-периодическом CO₂ лазере с металлическими электродами и электродами из перовскита типа La_{0,3}Sr_{0,7}CoO₃, который при высокой температуре обладает хорошими каталитическими свойствами [5].

Для расчета энерговыделения в катодной области электрического разряда использован метод, развитый в [6], где рассматривается задача о квазистационарном катодном слое с учетом автоэмиссионных процессов. При этом решается система уравнений со следующими граничными условиями:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\epsilon_0} n_i = \frac{j_i}{\epsilon_0 v_i}, \quad (1)$$

$$\frac{dj_i}{dx} = -\alpha j_e, \quad (2)$$

$$j = j_e + j_i, \quad j_e(0) = \Gamma j_i(0) = \langle j_a \rangle + \gamma j_i(0), \quad (3)$$

$$\langle j_a \rangle = \sqrt{\pi} ab^2 \left(\frac{\beta}{\mu_0} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{2\mu_0}{\beta} \right) \left\{ 1 + 2 \sqrt{\frac{\beta}{\pi\mu_0}} + \frac{\beta}{2\mu_0} \right\}, \quad (4)$$

$$E(l_k) = 0, \quad \left. \frac{dE}{dx} \right|_{x=l_k} = 0, \quad (5)$$

где e — заряд электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; j_e, j_i, j — плотность электронного, ионного и полного тока соответственно; n_i, v_i — концентрация и дрейфовая скорость ионов соответственно; α — коэффициент ударной ионизации; E — напряженность электрического поля; l_k — длина катодного слоя; Γ — коэффициент, характеризующий вторичные процессы на катоде, в том числе и автоэмиссию; γ — коэффициент, описывающий классические процессы на катоде; $\langle j_a \rangle$ — средняя по поверхности катода плотность тока автоэмиссии; a и b — численные коэффициенты формулы Фаулера—Нордгейма для плотности тока автоэмиссии, равные соответственно $1.55 \cdot 10^{-8} \cdot \varphi^{-1}$ и $6.85 \cdot 10^7 \cdot \varphi^{3/2}$; φ — работа выхода в электрон-