

К ВОПРОСУ О РЕЗОНАНСНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ПОТОКА ЭНЕРГИИ С ВЕЩЕСТВОМ

Ю. Н. Зорин, О. Ю. Мальцев, К. Б. Павлов,
М. А. Яковлев

(Москва)

Интерес к исследованию процесса взаимодействия концентрированных потоков энергии (КПЭ) с металлами определяется необходимостью изучения поведения и свойств металлов в условиях высоких плотностей энергии при высоких температурах и больших давлениях, а также созданием источников концентрированной энергии и их многочисленными использованиями в технологии обработки [1—4]. В настоящее время при рассмотрении процессов взаимодействия КПЭ с металлами большое внимание уделяется влиянию периодичности воздействия на повышение эффективности обработки материалов. Так, в [5] применение модуляции лазерного излучения при обработке отверстий позволило существенно увеличить их глубину. В [6] экспериментально показано наличие оптимального режима скважности при использовании импульсно-периодического режима генерации CO_2 -ЭИЛ для лазерной сварки. Теоретическое изучение реакции испарения металлической мишени на модуляцию интенсивности КПЭ [7—10] показало, что амплитудно-частотные характеристики отклика амплитуд температуры поверхности мишени и давления отдачи имеют экстремумы. Однако в этих работах исследование проводилось без учета поглощения энергии в испарившемся веществе, в то время как для ряда практически важных случаев (поглощение электронного луча в парах металла [3], поглощение лазерного излучения плазмой, образующейся у поверхности металла) поглощение энергии во многом определяет динамику процесса взаимодействия КПЭ с веществом. Так, даже при постоянной величине концентрации энергии в системе источник КПЭ — испаренная фаза — конденсированное вещество наблюдаются колебательные процессы [11].

В данной работе резонансные свойства системы луч — пар — металл при гармонической модуляции КПЭ изучаются на основе полной системы уравнений тепломассопереноса с учетом поглощения энергии в испаренной фазе.

1. Постановка задачи. Рассмотрим одномерную задачу. Источник КПЭ с плотностью потока q_H находится на уровне $x = H$ (рис. 1). Для того чтобы граница фазового перехода пар — расплав при испарении оставалась фиксированной на уровне $x = 0$ (в случае $q_H = \text{const}$), расплав подается вдоль оси x со скоростью U . Значение U определяется величиной q_H , установившимся газодинамическим режимом в паре и характеристиками материала.

Система уравнений, описывающих процессы разлета паров и поглощения энергии в области $0 \leq x \leq H$, имеет вид

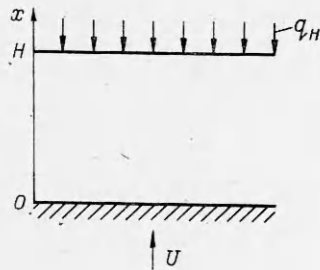
$$(1.1) \quad \begin{aligned} -\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) &= 0, \quad \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(p + \rho u^2) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{1}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right] - \frac{\partial q}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial q}{\partial x} &= K(\rho, T) q, \quad p = \frac{R}{\mu} \rho T. \end{aligned}$$

Здесь p , ρ , T и u — давление, плотность, температура и скорость испаренного вещества; R — универсальная газовая постоянная; μ — молярная масса; γ — показатель адиабаты. Член $\partial q / \partial x$ описывает поглощение энергии с коэффициентом поглощения $K(\rho, T)$. Конкретизация коэффициента поглощения дает возможность на основе рассматриваемой системы уравнений описывать процессы как в парах (поглощение электронного луча), так и в полностью ионизованной плазме (поглощение лазерного излучения).

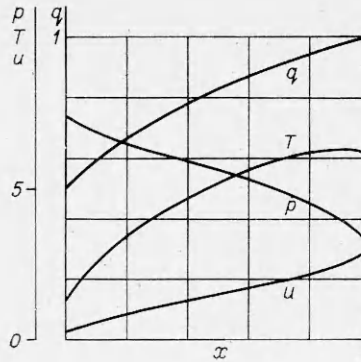
Уравнение теплопроводности для расплава записывается как

$$(1.2) \quad \partial T_{\text{ж}} / \partial t + U \partial T_{\text{ж}} / \partial x = a_{\text{ж}} \partial^2 T_{\text{ж}} / \partial x^2,$$

где $a_{\text{ж}}$ — коэффициент температуропроводности; $T_{\text{ж}}$ — температура расплава.



Р и с. 1



Р и с. 2

Уравнения (1.1) и (1.2) дополняются следующими граничными условиями:

$$(1.3) \quad \rho_{\text{ж}} u_{\text{ж}} = \rho u;$$

$$(1.4) \quad p_{\text{ж}} = p + \rho u^2;$$

$$(1.5) \quad q = \rho u \left(L_{\text{исп}} + \frac{u^2}{2} \right) + \lambda_{\text{ж}} \frac{\partial T_{\text{ж}}}{\partial x};$$

$$(1.6) \quad T_{\text{ж}} = T;$$

$$(1.7) \quad p_{\text{ж}} = B \exp \left(- \frac{\mu L_{\text{исп}}}{RT_{\text{ж}}} \right);$$

$$(1.8) \quad q(H) = q_H;$$

$$(1.9) \quad u(H) = \sqrt{\gamma \frac{R}{\mu} T(H)};$$

$$(1.10) \quad T_{\text{ж}}(-\infty, t) = T_{\infty}.$$

Здесь $B = \text{const}$; $L_{\text{исп}}$ и $\lambda_{\text{ж}}$ — удельная теплота испарения и коэффициент теплопроводности конденсированной фазы; $p_{\text{ж}}$, $\rho_{\text{ж}}$ и $u_{\text{ж}}$ — давление, плотность и скорость этой фазы. Условия (1.3)–(1.7) записаны на границе фазового перехода, которая при меняющейся во времени величине q_H не совпадает с уровнем $x = 0$. Первые три из них являются условиями непрерывности потоков массы, импульса и энергии, а соотношения (1.6) и (1.7) — уравнение Клапейрона — Клаузиуса — описывают равновесное испарение. Условие Жуге (1.9) в общем случае, строго говоря, не выполняется. В [12] показана его справедливость для стационарного режима. Для случая малых отклонений от стационарного режима, рассматриваемого в п. 3, использование условия Жуге — дополнительная гипотеза, принятая для приближенного анализа процесса резонансного воздействия.

Система уравнений, сходная с (1.1), рассматривалась в [13]. В отличие от [13] в данной работе источник энергии предполагается расположенным на конечном расстоянии от мишени. Условие $K = 0$ при $x > H$, введенное в [12] для длинного и узкого канала, физически соответствует быстрому расширению паров при выходе из канала глубиной H , вследствие чего их плотность падает и они становятся прозрачными для луча. В дальнейшем рассматриваются гидродинамические процессы для слабоионизованных паров ($K = \alpha \rho$, $\alpha = \text{const}$).

2. Стационарный режим. Для потока энергии, не зависящего от времени, система уравнений (1.1) допускает стационарное решение, впервые полученное в [12]. После проведения безразмеривания она может быть записана как

$$(2.1) \quad \rho u = f = \text{const}, \quad p + \rho u^2 = \varphi = \text{const},$$

$$\rho u \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) - Qq = \text{const},$$

$$dq/dx = l\rho q, \quad p = \rho T,$$

где $Q = [q]/([\rho][u]^3)$; $l = \alpha[\rho][x]$. За характерные параметры приняты величины $[q] = q_H$, $[T] = T_K$, где T_K — температура кипения материала при атмосферном давлении, $[p] = 10^5$ Па, $[\rho] = \mu[p]/(R[T])$, $[u] = (R[T]/\mu)^{1/2}$, $[x] = H$. Обезразмеренные граничные условия после ряда преобразований имеют вид

$$(2.2) \quad \varphi = \exp \{L[1 - 1/T(0)]\},$$

$$Qq(0) = f\{L + C[T(0) - \bar{T}_\infty] + u^2(0)/2\},$$

$$q(1) = 1, \quad u(1) = \sqrt{\gamma T(1)},$$

где $L = \mu L_{\text{исп}}/(R[T])$; $C = \mu c_{\text{ж}}/R$; $\bar{T}_\infty = T_\infty/[T]$; $c_{\text{ж}}$ — теплоемкость расплава. Для простоты во втором из уравнений (2.2) не учитываются затраты энергии на плавление твердой фазы и теплоемкости твердого и жидкого металлов считаются равными.

После преобразований систему (2.1) можно свести к одному дифференциальному уравнению относительно q

$$(2.3) \quad \frac{dq}{dx} = lfq \left\{ \left[\frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\varphi}{f} \pm \sqrt{\left[\frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\varphi}{f} - u(0) \right]^2 - 2 \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{Q}{f} [q - q(0)]} \right] \right\}.$$

Знак $+$ соответствует сверхзвуковому течению газа, знак $-$ дозвуковому. В нашем случае (при испарении в вакуум) в области $0 \leq x < H$ скорость газа меньше скорости звука [12]. Из первых двух уравнений (2.2) с учетом (2.1) получим трансцендентное уравнение, связывающее $T(0)$ с $q(0)$ и $u(0)$:

$$(2.4) \quad Qq(0) = \exp \{L[1 - 1/T(0)]\} \{L + C[T(0) - \bar{T}_\infty] + u^2(0)/2\} / [T(0)/u(0) + u(0)].$$

Теперь, чтобы решить (2.3), поступим следующим образом. Зададимся произвольными значениями $q(0)$ и $u(0)$, взятыми в разумных пределах. Из (2.4) определим $T(0)$, а из первых двух уравнений (2.2) f и φ . Зная коэффициенты уравнения (2.3) и значение $q(0)$, можно численно проинтегрировать это уравнение, а затем найти значения всех газодинамических величин при $x = 1$. Проверка выполнения двух последних условий (2.2) позволяет оценить правильность выбора $q(0)$ и $u(0)$.

Стационарное распределение параметров испаренного вещества по x показано на рис. 2. Расчет проведен при $Q = 50$ (для многих металлов изменению Q в пределах 10–100 соответствуют значения $q_H \sim 10^9$ – 10^{10} Вт/м²), $L = 10$, $l = 0,5$, $C = 5$, $\bar{T}_\infty = 0,1$.

3. Периодическое воздействие. Рассмотрим влияние малого периодического возмущения, накладываемого на постоянный поток энергии, на газодинамические характеристики пара. Положим

$$(3.1) \quad f = f_0 + f_1, \quad \varphi = \varphi_0 + \varphi_1, \quad \psi = \psi_0 + \psi_1, \quad p = p_0 + p_1, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1,$$

$$T = T_0 + T_1, \quad u = u_0 + u_1, \quad q = q_0 + q_1,$$

$$\xi = 0 + \xi_1, \quad T_{\text{ж}} = T_{\text{ж}0} + T_{\text{ж}1}.$$

Здесь $f = \rho u$; $\varphi = p + \rho u^2$; $\psi = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}$; ξ — координата границы фазового перехода (она равна 0 при стационарном испарении). Необходимость введения новых функций f , φ и ψ будет показана ниже. Величины с индексом 0 соответствуют стационарному процессу, величины с индексом 1 — малые периодические возмущения, имеющие вид

$$(3.2) \quad F_1 = F_*(x) \exp(i\omega t), \quad \xi_1 = \xi_\pm \exp(i\omega t),$$

где F обозначает каждую из функций f , φ , ψ , p , ρ , T , u , q и $T_{\text{ж}}$.

Подставим (3.1) с учетом (3.2) в предварительно обезразмеренные уравнения (1.1). После линеаризации и ряда преобразований получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно амплитуд возмущений газодинамических величин:

$$(3.3) \quad \begin{aligned} df_*/dx &= -i\Omega \rho_*, \quad d\varphi_*/dx = -i\Omega f_{**}, \\ d\psi_*/dx &= -i\Omega (\psi_*/u_0 - p_*/f_0) + \psi_0' (q_*/q_0 - u_*/u_0), \\ dq_*/dx &= l (\rho_0 q_* + q_0 \rho_*), \end{aligned}$$

где $\Omega = \omega H/[u]$; за масштабы величин приняты $[t] = \omega^{-1}$, $[f] = [\rho][u]$, $[\varphi] = [p]$, $[\psi] = [u]^2$. Штрих здесь и далее обозначает дифференцирование по x . Между f_* , φ_* , ψ_* и p_* , ρ_* , u_* имеется однозначное соответствие, нарушаемое лишь в точке $x = 1$. Так,

$$(3.4) \quad \begin{aligned} f_* &= u_0 \rho_* + \rho_0 u_*, \quad \varphi_* = p_* + u_0^2 \rho_* + 2f_0 u_*, \\ \psi_* &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p_*}{\rho_0} - \frac{p_0}{\rho_0^2} \rho_* \right) + u_0 u_*. \end{aligned}$$

Выражая из (3.4) p_* , ρ_* , u_* , получим

$$(3.5) \quad \begin{aligned} \rho_* &= \frac{-(\gamma + 1) u_0 f_* + \gamma \varphi_* - (\gamma - 1) \rho_0 \psi_*}{\gamma T_0 - u_0^2}, \\ u_* &= \frac{(\gamma \varphi_0 f_* - \gamma f_0 \varphi_*)/\rho_0^2 + (\gamma - 1) u_0 \psi_*}{\gamma T_0 - u_0^2}, \\ p_* &= \frac{[-2\gamma u_0 \varphi_0/\rho_0^2 + (\gamma + 1) u_0^2] f_* + [\gamma T_0 + (\gamma - 1) u_0^2] \varphi_* - (\gamma - 1) f_0 u_0 \psi_*}{\gamma T_0 - u_0^2}. \end{aligned}$$

Если записать систему уравнений (3.3) для производных от p_* , ρ_* и u_* , то точка $x = 1$ будет для нее особой (в этой точке $\gamma T_0 = u_0^2$). При выбранном же виде системы точка $x = 1$ особой не является. Этим и объясняется переход к величинам f , φ и ψ .

Из уравнения теплопроводности (1.2) после обезразмеривания и подстановки $T_{ж}$ из (3.1) с учетом (3.2) получается уравнение для амплитуды возмущения температуры конденсированной фазы:

$$(3.6) \quad \frac{d^2 T_{ж*}}{dx^2} - \frac{dT_{ж*}}{dx} - i \frac{\Omega}{k(\bar{\rho} f_0)^2} T_{ж*} = 0.$$

Здесь $k = [u]H/a_{ж}$; $\bar{\rho} = [\rho]/\rho_{ж}$; за масштаб длины принята величина $a_{ж}/U$. Решение (3.6)

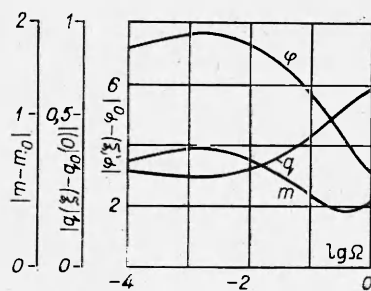
$$T_{ж*}(x) = C_1 e^{b_1 x} + C_2 e^{b_2 x}, \quad b_{1,2} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 + 4i \frac{\Omega}{k(\bar{\rho} f_0)^2}} \right)$$

должно удовлетворять двум граничным условиям: условию постоянства температуры при $x \rightarrow -\infty$ и условию равенства температур расплава и паров на границе испарения. Первое из них дает $C_2 = 0$, а второе позволяет выразить C_1 через амплитуды возмущений других величин:

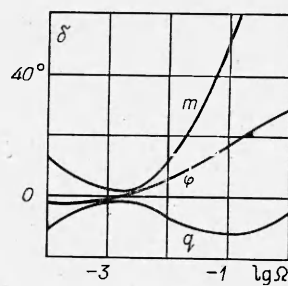
$$C_1 = T_*(0) + \left[\frac{T_0'(0)}{k\bar{\rho}f_0} - T_0(0) + \bar{T}_\infty \right] \xi_*.$$

Для амплитуд возмущений имеется еще пять граничных условий: условие непрерывности потока вещества при $x = \xi$

$$(3.7) \quad f_*(0) = -i \frac{\Omega}{k\bar{\rho}^2 f_0} \xi_*;$$



Р и с. 3



Р и с. 4

условие непрерывности потока энергии при $x = \xi$

$$(3.8) \quad Qq_*(0) - [L + u_0^2(0)/2]f_*(0) - f_0u_0(0)u_*(0) - Cf_0b_1C_1 + \\ + \{[Qq'_0(0) - f_0u_0(0)u'_0(0)]/(k\bar{\rho}f_0) - Cf_0[T_0(0) - \bar{T}_\infty]\}\xi_* = 0;$$

уравнение Клапейрона — Клаузиуса

$$(3.9) \quad \varphi_*(0) = \frac{L\varphi_0}{T_0^2(0)} \left[T_*(0) + \frac{T'_0(0)}{k\bar{\rho}f_0} \xi_* \right];$$

условие для амплитуды возмущения потока энергии q_H

$$(3.10) \quad q_*(1) = 1;$$

условие Жуке

$$(3.11) \quad p_*(1) = p_0(1) \left[2 \frac{u_*(1)}{u_0(1)} + \frac{\rho_*(1)}{\rho_0(1)} \right].$$

Ход решения системы (3.3) следующий. В точке $x = 1$ дополнительно к $q_*(1)$ из (3.10) задавались произвольным образом $u_*(1)$ и $\rho_*(1)$. Из условия (3.11) определялось $p_*(1)$, а из соотношений (3.4) $f_*(1)$, $\varphi_*(1)$ и $\psi_*(1)$. Такая последовательность вычислений позволяет выйти из точки $x = 1$ с конечными производными (3.3), что невозможно сделать при непосредственном задании $f_*(1)$, $\varphi_*(1)$ и $\psi_*(1)$. Определяя в результате численного интегрирования системы (3.3) амплитуды возмущений в точке $x = 0$, можно проверить правильность задания $u_*(1)$ и $\rho_*(1)$ по выполнению условий (3.7)–(3.9).

На рис. 3 и 4 показаны результаты решения системы уравнений (3.3) при следующих значениях безразмерных чисел: $Q = 50$, $L = 10$, $l = 0,5$, $C = 5$, $\bar{T}_\infty = 0,1$, $\bar{\rho} = 2,5 \cdot 10^{-5}$, $k = 2 \cdot 10^5$. На рис. 3 представлены

амплитуды величин $\varphi(\xi) - \varphi_0$, $q(\xi) - q_0(0)$, $m - m_0 = \int_0^1 \rho dx - \int_0^1 \rho_0 dx$,

а на рис. 4 — сдвиг по фазе δ этих величин относительно фазы величины $q_1(1)$. Значения амплитуд вычислены с точностью до постоянного множителя, который определяется выбором отношения $q_*(1)/q_0(1)$. Особенность полученных результатов — наличие резонансного режима для давления на поверхность расплава $p_{ж}(\xi) = \varphi(\xi)$ при поглощении энергии в испарившемся веществе. Отметим, что, согласно [3, 14], давление отдачи играет определяющую роль в механизме «кинжального» проплавления материала. Результаты расчетов при различных значениях Q , l и k сведены в таблицу. Если задаться конкретным металлом и коэффициентом α в законе поглощения энергии $\partial q / \partial x = \alpha \rho q$, то от безразмерных параметров можно перейти к размерным. Размерные величины в таблице посчитаны для железа и энергии пучка электронов 25 кэВ (при этом коэффициент α , обратно пропорциональный квадрату энергии электронов [3], равен $384 \text{ м}^2/\text{кг}$).

Q	l	$k \cdot 10^{-5}$	$\Omega_{\text{рез}} \cdot 10^3$	$\omega_{\text{рез}}, \text{ Гц}$	$q_0(H) \cdot 10^{-9}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	$H, \text{ мм}$
50	0,5	2	1,8	190	3,5	6,5
50	0,1	0,4	0,85	460	3,5	1,3
10	0,5	2	0,25	27	0,7	6,5

Анализ рис. 3 и 4 показывает, что при резонансной частоте максимальному значению модуля $\int_{\xi}^1 \rho dx$ соответствует минимальный сдвиг по фазе этой величины относительно фазы $q(1)$. Такое совпадение позволяет представить физический механизм резонанса в рассматриваемой системе как создание самосогласованного режима, при котором в момент подачи максимальной энергии в систему в области $\xi < x < H$ находится максимальная масса испаренного вещества $\int_{\xi}^H \rho dx$, определяющая поглощение энергии. Поглощение энергии приводит к росту скорости разлета паров и давления в парах, что в конечном счете и создает условие максимума для давления отдачи на поверхность расплава.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
2. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. Н. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975.
3. Рыкалин Н. Н., Зуев И. В., Углов А. А. Основы электронно-лучевой обработки материалов. М.: Машиностроение, 1978.
4. Рыкалин Н. Н., Углов А. А. Воздействие концентрированных потоков энергии (КПЭ) на материалы. Проблемы и перспективы. — ФХОМ, 1983, № 5.
5. Углов А. А., Орехов М. В., Кокора А. Н. Увеличение эффективности размерной обработки излучением ОКГ. — ФХОМ, 1976, № 5.
6. Аверин А. П., Басов Н. Г. и др. Использование импульсно-периодического режима генерации CO_2 -ЭИЛ для лазерной сварки. — ДАН СССР, 1982, т. 266, вып. 4.
7. Samokhin A. A., Guskov A. P. On the behaviour in radiation-induced vaporization of metals. — Phys. Letters, 1980, v. 77A, N 5.
8. Самохин А. А., Успенский А. Б. Испарение вещества под действием лазерного излучения. — ФХОМ, 1981, № 3.
9. Коротченко А. И., Самохин А. А. Реакция процесса лазерного испарения вещества на модуляцию интенсивности излучения. — Кр. сообщ. по физике. ФИАН им. П. Н. Лебедева, 1980, № 8.
10. Углов А. А., Гуськов А. П. Расчет реакции испарения металлической мишени на модуляцию потока энергии. — ТВТ, 1982, т. 20, № 3.
11. Рыкалин Н. Н., Углов А. А. и др. Автоколебательные процессы при тепловом воздействии концентрированного потока энергии на металлы. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, вып. 6.
12. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания. — ПММ, 1967, т. 31, вып. 2.
13. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества. — Тр. ФИАН, 1970, т. 52.
14. Бункин В. Ф., Трибельский М. П. Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью. — УФН, 1980, т. 130, вып. 2.

Поступила 28/IX 1984 г.