

УДК 533.6.01; 533.9.02

Д. В. Беденко, О. Б. Ковалев

Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: dmtr.bedenko@gmail.com

К МОДЕЛИРОВАНИЮ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ В ПАРОГАЗОВОМ КАНАЛЕ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ СВАРКЕ МЕТАЛЛА С ГЛУБОКИМ ПРОПЛАВЛЕНИЕМ *

Теоретически исследуются физические процессы, протекающие в парогазовом канале при лазерной сварке алюминия в режиме глубокого проплавления, в котором могут наблюдаться испарение, ионизация и образование на парах металла низкотемпературной приповерхностной плазмы. В сопряженной постановке решаются уравнения радиационной газодинамики, которые включают равновесную модель плазмы. Проведены численные исследования в одномерном приближении процессов распространения плазменного облака на парах алюминия. Получено значение минимальной мощности излучения, необходимой для его поддержания. Получен эффект запираания собственного излучения плазмы вследствие увеличения ее оптической толщины. Результаты моделирования представляют интерес для качественного понимания процессов, протекающих в парогазовом канале при наличии плазмы.

Ключевые слова: газовая динамика, приповерхностная плазма, лазерная сварка, численное моделирование.

Введение

Воздействие на металлы высококонцентрированных источников энергии – таких, каким является сфокусированное лазерное излучение, приводит к интенсивному нагреву, плавлению и испарению металла, вызывающему образование в его расплаве парогазового канала (ПГК). При интенсивностях падающего лазерного излучения, превышающих характерное пороговое значение, лазерная энергия, поглощаемая металлом и выделяемая в виде тепла в поверхностном слое, не успевает отводиться только за счет теплопроводности. Режим развитого испарения и образование ПГК в лазерной сварке наступает при интенсивностях падающего излучения $I \geq 10^9$ Вт/м² [1]. Форма и линейные размеры ПГК зависят от мощности лазерного излучения, свойств металла и особенностей физических процессов, протекающих внутри него. В ходе испарения на поверхности металла появляется поток истекающих в объем нейтральных атомов, фрагментов кристаллической решетки, ионов и свободных электронов. При этом в

парах некоторых металлов (алюминий, железо и др.), вследствие низкого потенциала ионизации могут происходить пробой и образование плазмы. Параметры этой плазмы определяются типом оптического разряда и режимами поглощения излучения газом. В общем случае формируется комплекс «ударная волна + зона энерговыделения» (УВ + ЗЭ) [2].

Представления о процессах взаимодействия лазерного излучения с металлами в процессе их лазерной обработки были заложены в работах [3; 4]. Образование плазмы вблизи поверхности материала при воздействии на него лазерного излучения обнаружено достаточно давно. Характеристики и свойства лазерной плазмы существенно зависят от параметров облучения, их исследованию посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ, поскольку плазма играет важную роль при лазерной обработке материалов.

Анализ механизмов глубокого проникновения лазерного излучения в металлы [4] показал, что плазменный факел, появляющийся вблизи поверхности, представляет

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-08-90412, Укр_а).

собой оптический разряд, порог зажигания которого на 2–3 порядка ниже обычного оптического разряда в газе. Предпринимались экспериментальные исследования некоторых параметров этого факела [5; 6] и явления глубокого проплавления [7]. В работе [8] приводится обобщение, согласно которому обычно фиксируется энергетический порог образования плазмы порядка 10^9 Вт/м², частота появления факела 10^3 – 10^4 Гц, длительность его существования около 10^{-5} – 10^{-4} с и высота над ПГК около 0,5–1 см. Таким образом, из ПГК происходят периодические выбросы пара с плазменным факелом. Эти выбросы могут проявляться также в генерации акустических колебаний и в образовании структурных периодических неоднородностей шва – чешуек, пор, несплошностей и т. п. Получающиеся дефекты часто объясняют капиллярными колебаниями и релаксационными осцилляциями поверхностей ванны расплава и ПГК, связанными не только с плазменными, но и с испарительными, гидродинамическими процессами [7; 8]. С другой стороны, до сих пор неизвестно, насколько значительный вклад вносят те или иные из них.

Попытки моделировать образование приповерхностной плазмы в ПГК предпринимались ранее в [9; 10] и др. Однако прямых численных расчетов основных уравнений газовой динамики и уравнения переноса излучения, направленных на изучение динамики плазмы внутри ПГК с рассмотрением и анализом ионизационных и ударных волн, авторам неизвестны.

Для перехода на новый уровень понимания процессов лазерной сварки, адекватный практике, необходимо дальнейшее развитие математических и численных моделей с учетом многообразия тепло- и массообменных процессов, а также гидродинамической неустойчивости, причинами которой являются испарение, ионизация и образование низкотемпературной металлической плазмы.

В данной работе в одномерной постановке исследуется развитие и распространение газового разряда в ПГК под действием лазерного излучения с учетом радиационных потерь.

Математическая модель

Согласно имеющимся данным [11], потери на излучение начинают оказывать значи-

тельное влияние на протекание газодинамических процессов при температуре порядка 10 000 К. В таких условиях невозможно определение параметров течения газа без учета радиационных полей.

Постановка рассматриваемой нами задачи основана на предложенной в работе [12] системе уравнений для описания низкотемпературной плазмы. В ней предпринята попытка численного моделирования образования и распространения лазерной плазмы при взаимодействии излучения с плоской металлической мишенью.

Предполагается совместное рассмотрение в ПГК уравнений движения металлического пара или плазмы и уравнения переноса излучения. Математическая модель строится в рамках следующих предположений:

- на основе представлений [4] о глубоком проплавлении материала ПГК представляется узким и глубоким с длиной $L = 2$ – 5 мм и шириной $D = 0,2$ – $0,4$ мм, что позволяет рассматривать процессы в нем в одномерной постановке;
- испарение материала происходит только на дне канала, испарением боковых стенок пренебрегается;
- предполагается, что характерное время изменения длины канала за счет испарения твердого металла незначительно по сравнению со временем распространения возмущений в нем, поэтому граница канала, которая испаряется и на которую падает лазерное излучение, считается неподвижной;
- в ПГК предполагается наличие паров металла (рассматривается чистый алюминий) и считается, что образующаяся плазма является полностью металлической;
- при лазерной сварке обычно используются нейтральный или инертный газы (Ar, N₂), так что в динамике процесса предполагается вытеснение газа плазмой из канала, при этом диффузией металлических паров и инертного газа пренебрегается;
- не учитывается наличие жидкого слоя расплава металла на дне канала;
- характерные размеры ПГК ($L \sim 10^{-3}$ м) значительно больше длины свободного пробега частиц в плазме ($\lambda \sim 10^{-5}$ м), что позволяет рассматривать плазму как сплошную среду;
- радиус Дебая $r_D \sim 10^{-8}$ м, характеризующий пространственный масштаб разделения зарядов, в нашем случае мал по сравнению с размерами ПГК, поэтому с

макроскопической точки зрения плотность заряда в каждой точке одинакова и равна нулю, т. е. плазма квазинейтральна.

На рис. 1 представлена схема расчетной области для модели, составленной согласно описанным выше предположениям.

В этих условиях удобно использовать модель равновесной плазмы, с учетом многоступенчатой ионизации. Для описания газодинамических процессов запишем систему уравнений неразрывности (1), движения (2) и энергии (3) в виде [12]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) + \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} P + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\frac{3}{2} P + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) u \right) = \\ = \frac{\partial}{\partial x} (P u) - \frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial G}{\partial x}, \end{aligned} \quad (3)$$

где ρ – плотность; u – скорость движения вещества; P – полное давление; T – температура; W – поток энергии излучения; G – интенсивность лазерного излучения.

Уравнения (1)–(3) дополняются уравнением состояния для плазмы

$$P = n_0 k_b T (1 + \alpha), \quad (4)$$

где n_0 – начальная концентрация атомов; k_b – константа Больцмана.

В случае многоступенчатой ионизации $\alpha = \alpha_1 + \dots + j \cdot \alpha_j$, где $\alpha_j = n_i^Z / n_0$ – j -я степень ионизации и n_i^Z – концентрация ионов с зарядом $Z = j$.

Степени ионизации рассчитываются по формуле Саха [13]:

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = 2 \left(\frac{2 \pi m_e k_b T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{Z_i}{Z_a} e^{-\frac{I_{\text{ион}}}{k_b T}}. \quad (5)$$

Здесь Z_a , Z_i – статистические суммы для нейтральных атомов и ионов; n_i , n_e , n_a – концентрации ионов, электронов и нейтральных атомов соответственно. Для определения j -й степени ионизации нейтральный атом считается ионом с зарядом $Z - 1$. Все представленные далее расчеты были сделаны с учетом ионизации вплоть до третьей степени (до $Z = 3$).

Для описания радиационных потерь воспользуемся уравнением переноса излучения в диффузионном многогрупповом приближении, которое имеет вид [11]:

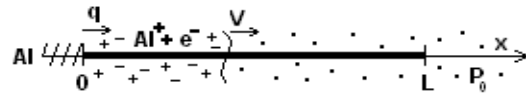


Рис. 1. Схема модели в одномерной постановке: Al^+ – ионы атомарного алюминия; e^- – электроны; q – поток частиц; P_0 – внешнее атмосферное давление; V – скорость истечения в атмосферу

$$\begin{aligned} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{3 \chi_k(T)} \frac{c}{\partial x} \right) \frac{\partial U_k}{\partial x} + c \chi_k(T) U_k = \\ = 4 \chi_k(T) \sigma(T, h\nu_k, h\nu_{k+1}) T^4, \end{aligned} \quad (6)$$

где U – плотность энергии излучения в единице объема; χ_k – коэффициент поглощения на частоте ν_k ; c – скорость света, h – постоянная Планка; σ – интеграл от равновесного излучения в интервале частот от k до $k + 1$, $k = 1, 2, 3, \dots \infty$.

Здесь

$$\begin{aligned} \sigma(T, h\nu_k, h\nu_{k+1}) = \\ = \frac{2 \pi k_b^4}{c^2 h^3} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \frac{x'^3}{\exp(x') - 1} dx' = \frac{2 \pi k_b^4}{c^2 h^3} \sigma(x) \end{aligned}$$

$$\text{и } x_k = \frac{h\nu_k}{k_b T}.$$

При этом пользуемся аппроксимацией $\sigma(x)$ [11]:

$$\sigma(x) = \begin{cases} 1,3799 x^3 (1/3 - x/8 + x^2/62,4), & x \leq 2, \\ 1,3799 [6,4939 - e^{-x} (x^3 + 3x^2 + 6x + 7,28)], & x > 2. \end{cases}$$

В уравнении (6) проводится осреднение коэффициента поглощения по частоте, аналогичное осреднению по Планку:

$$\chi_k(T, \rho) = \frac{\int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} \chi_\nu I_{\nu p} d\nu}{\int_{\nu_k}^{\nu_{k+1}} I_{\nu p} d\nu},$$

где $I_{\nu p}$ – интенсивность равновесного излучения на частоте ν .

Отдельным вопросом стоит учет поглощения лазерного излучения. В силу того, что уравнение переноса излучения в виде (6) решается относительно функции U , необходимо учитывать только долю поглощенного газом лазерного излучения. Соответственно, приходим к закону Бугера:

$$\frac{\partial G(x)}{\partial x} - \chi_{\text{las}}(x) G(x) = 0,$$

где G – интенсивность лазерного излучения; χ_{las} – коэффициент поглощения на длине волны лазерного излучения.

С энергетической точки зрения, основной интерес в коэффициенте поглощения представляют свободно-свободные и связанно-свободные электронные переходы [14]. Таким образом, в задаче учитывался только непрерывный спектр $\chi_v = \chi_v^{\text{con}}$, т. е.

$$\chi_v^{\text{con}} = \chi_v^{\text{f-f}} + \chi_v^{\text{f-b}},$$

где $\chi_v^{\text{f-f}}$ – коэффициент свободно-свободного поглощения; $\chi_v^{\text{f-b}}$ – коэффициент связанно-свободного поглощения:

$$\chi_v^{\text{f-f}} = \frac{4}{3} \left(\frac{\pi}{3m_e k_b T} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{Z^2 e^6}{h c m_e v^3} n_i n_e,$$

$$\chi_v^{\text{f-b}} = \frac{32\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{e^{10} m Z^4}{h^3 c v^3} \times$$

$$\times \frac{1}{(2\pi m_e k_b T)^{3/2}} n_i n_e \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{\frac{I_{\text{ion}}}{k_b T n^2}}}{n^3},$$

где n – номер соответствующего уровня энергии в атоме.

Если в плазме имеются ионы разных зарядов Z , то вышеприведенные формулы для $\chi_v^{\text{f-f}}$ и $\chi_v^{\text{f-b}}$ следует просуммировать по всем сортам ионов [14].

При наличии интенсивного испарения металла необходимо производить пересчет его параметров с учетом слоя Кнудсена, формирующегося вблизи поверхности расплава. Для определения температуры T , давления P и плотности ρ паров вблизи поверхности использовался подход, заключающийся в рассмотрении узкого слоя Кнудсена в качестве газодинамического разрыва [15; 16]. Заметим, что в условиях лазерной сварки с глубоким проплавлением толщина слоя Кнудсена, равная нескольким длинам свободного пробега частиц пара $L_K \sim 10^{-5}$ м, существенно меньше радиуса ПГК $R \sim 10^{-3}$ м. Это позволяет, считая кнудсеновский слой очень тонким, совместить его с поверхностью ПГК.

Граничные условия

Дно канала (закрытая левая граница) успевает прийти в тепловое равновесие по излучению с газом, так как скорость света

много больше характерных скоростей протекания газодинамических процессов. Поэтому граничное условие на левой границе для функции плотности энергии излучения U записывается в виде

$$cU = \sigma T^4. \quad (7)$$

На правом конце канала при дозвуковом истечении газа в открытое пространство с атмосферным давлением разумно задать следующее условие: $P = P_{\text{атм}}$. Свободный выход излучения на правой границе предполагает выполнение следующего условия:

$$W_v = -\frac{cU_v}{2}. \quad (8)$$

Кроме того, здесь же задается интенсивность падающего лазерного излучения, направленного внутрь ПГК, что приводит к еще одному условию:

$$G = G_0. \quad (9)$$

Метод численного решения

Для решения системы уравнений (1)–(3) с замыкающими уравнениями (4), (5) и известными граничными условиями (8)–(10) использовался метод С. К. Годунова, который изложен в [17] применительно к уравнениям газовой динамики с нелинейными правыми частями. Неизвестные граничные условия рассчитывались методом характеристик. На левой границе в режиме испарения производился пересчет параметров газа с учетом слоя Кнудсена с использованием подхода, развитого в работе [16].

Уравнение переноса излучения (6) рассчитывалось по неявной интегро-интерполяционной конечно-разностной схеме второго порядка точности, реализуемой методом трехточечной скалярной прогонки.

Программа расчета была протестирована на известных точных решениях задач Сода, Лакса и др.

Результаты численного моделирования

Из экспериментальных данных, приведенных в работах [18; 19], известно, что в лазерной искре (газовом разряде) очень быстро образуется плазма высокого давления сферической или цилиндрической формы в зависимости от фокусировки излучения. За непродолжительный период, происходит ее

разлет в радиальных направлениях с понижением давления до давления окружающей среды. При этом перед фронтом плазмы формируется ударная волна. Последующий относительно медленный процесс остывания плазмы проходит в изобарических условиях.

Для всех представленных далее зависимостей проводилось обезразмеривание параметров следующим образом: безразмерная длина – L/L_0 , где $L_0 = 0,002$ м; безразмерная температура – T/T_0 , где $T_0 = 11\,600$ К; безразмерное давление – P/P_0 , где $P_0 = 3 \cdot 10^5$ Па; безразмерная плотность – ρ/ρ_0 , где $\rho_0 = 0,14$ кг/м³; безразмерная скорость – u/c_0 , где $c_0 = 1\,883$ м/с.

Начальные распределения параметров газа в ПГК, которые использовались в расчетах, приведены на рис. 2. Для определения граничного условия слева использовалась модель Кнудсеновского слоя, при этом задавалась постоянная скорость втекания продуктов испарения, соответствующая числу Маха $M = 0,05$. Значения плотности ρ и давления P задавались согласно расчету слоя Кнудсена, представленному в [16].

Из проведенных расчетов следует, что минимальная плотность мощности излучения G , необходимая для поддержания горения разряда составляет порядка $2 \cdot 10^8$ Вт/м². При меньшей интенсивности G , несмотря на первоначально высокую степень поглощения излучения – порядка 85 %, развития

разряда не происходит. Для интенсивности, превышающей это пороговое значение, лазерное излучение будет полностью компенсировать радиационные потери и соответственно позволит поддерживать существование разряда.

Для представленных выше начальных условий и $G = 2,5 \cdot 10^8$ Вт/м² на момент времени $t = 8 \cdot 10^{-7}$ с на рис. 3, а можно увидеть заметный рост температуры на фронте ЗЭ и значительное увеличение степени ионизации плазмы в этой области (см. рис. 3, в) благодаря активному поглощению лазерного излучения, которое происходит на небольшом расстоянии – порядка 10^{-4} м, см. рис. 4 (2). Разумно предположить, что в течение непродолжительного периода основная доля энергии, поступающей в ЗЭ, расходуется на нагревание узкого слоя плазмы до высоких температур, а не основная – на разогрев холодного газа, вовлекаемого в разряд. Одновременно происходит существенное увеличение ее оптической толщины. Следовательно, увеличивается влияние собственного излучения плазмы на поддержание ее температуры, и появляются условия для запираения этого излучения в «плазменном сгустке». В результате ввиду заметной компенсации радиационных потерь будет, с одной стороны, осуществляться рост температуры в ЗЭ, а с другой – увеличиваться количество вовлекаемого в

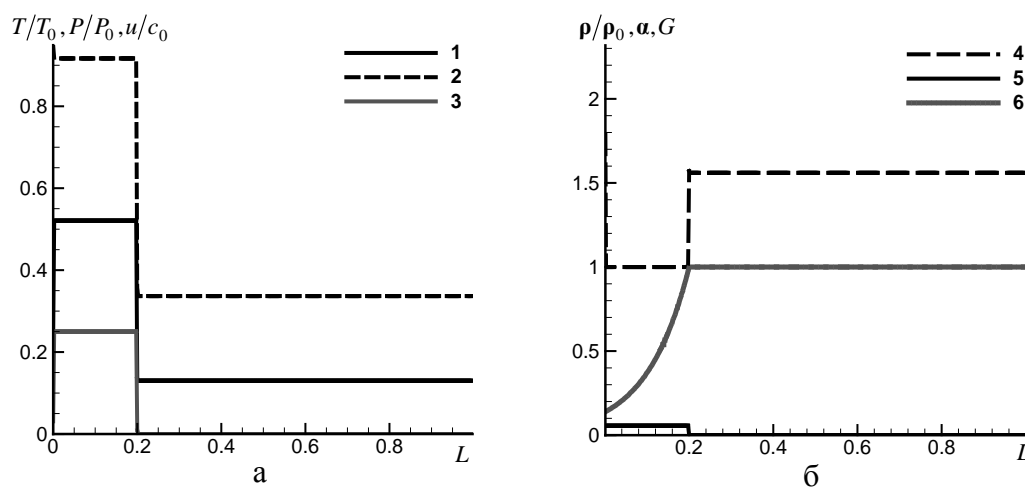


Рис. 2. Расширение плазмы под воздействием лазерного излучения произвольной нормированной интенсивности в начальный момент времени $t = 0$ с:
 а – безразмерная температура (1), безразмерное полное давление (2), безразмерная скорость (3);
 б – безразмерная плотность (4), степень ионизации (5), нормированная интенсивность падающего лазерного излучения (6)

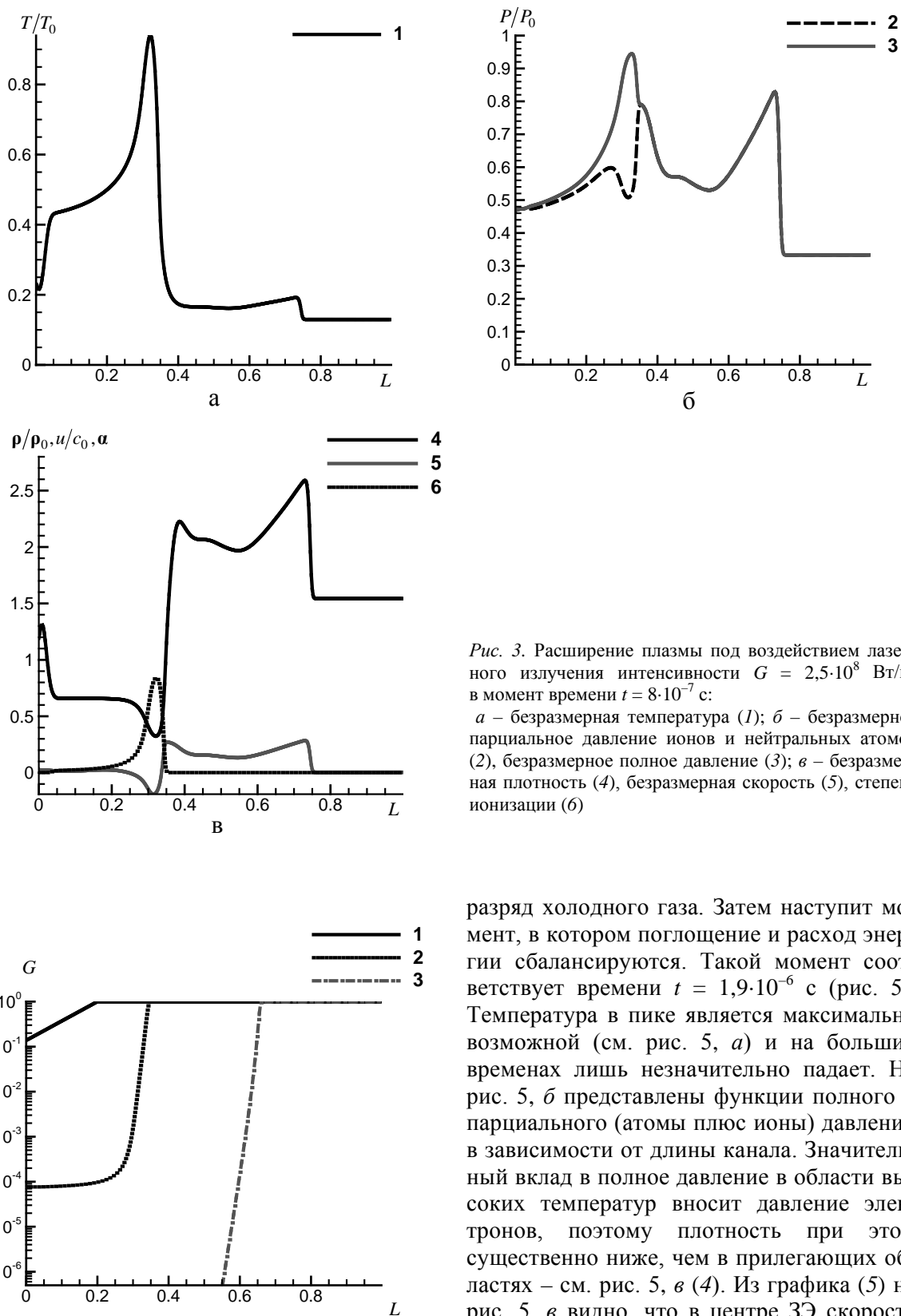


Рис. 3. Расширение плазмы под воздействием лазерного излучения интенсивности $G = 2,5 \cdot 10^8$ Вт/м² в момент времени $t = 8 \cdot 10^{-7}$ с:

a – безразмерная температура (1); *б* – безразмерное парциальное давление ионов и нейтральных атомов (2), безразмерное полное давление (3); *в* – безразмерная плотность (4), безразмерная скорость (5), степень ионизации (6)

разряд холодного газа. Затем наступит момент, в котором поглощение и расход энергии сбалансируются. Такой момент соответствует времени $t = 1,9 \cdot 10^{-6}$ с (рис. 5). Температура в пике является максимально возможной (см. рис. 5, *a*) и на больших временах лишь незначительно падает. На рис. 5, *б* представлены функции полного и парциального (атомы плюс ионы) давлений в зависимости от длины канала. Значительный вклад в полное давление в области высоких температур вносит давление электронов, поэтому плотность при этом существенно ниже, чем в прилегающих областях – см. рис. 5, *в* (4). Из графика (5) на рис. 5, *в* видно, что в центре ЗЭ скорость принимает отрицательные значения и происходит разлет частиц из области максимальных температур за счет возникающего избыточного давления, вследствие актив-

Рис. 4. Нормированная интенсивность лазерного излучения $G = 2,5 \cdot 10^8$ Вт/м² в различные моменты времени: $t = 0$ (1); $8 \cdot 10^{-7}$ (2); $1,9 \cdot 10^{-6}$ (3) с

ной ионизации, вплоть до третьей, при таких температурах (рис. 5, *з*). Фронт ЗЭ движется со скоростью $u \sim 500$ м/с. Заметную роль в этой скорости играет скорость разлета частиц из области высоких давлений (рис. 5, *б*). Такой случай соответствует режиму «волны медленного горения» [2], и такой разряд является стационарным, медленно распространяющимся навстречу падающему лазерному лучу.

С увеличением интенсивности падающего излучения будут меняться не только характеристики газа, но и режимы распространения разряда. Для излучения с плотностью мощности $G = 1,5 \cdot 10^9$ Вт/м² с начальными

условиями, представленными на рис. 2, со скоростью втекания на закрытой границе равной $M = 0,2$ на фронте ЗЭ происходит быстрый рост температуры, давления и степени ионизации (момент времени $t = 7 \cdot 10^{-7}$ с, рис. 6).

Для подобного режима расширения скорость распространения фронта разряда является сверхзвуковой по отношению к «холодному» газу и дозвуковой по отношению к скорости звука в ЗЭ ($c_0 \approx 2500$ м/с). Такой случай в литературе назван режимом «волн быстрого горения» или, что часто встречается, дозвуковой радиационной волной (ДРВ) [2]. При этом скорости распростра-

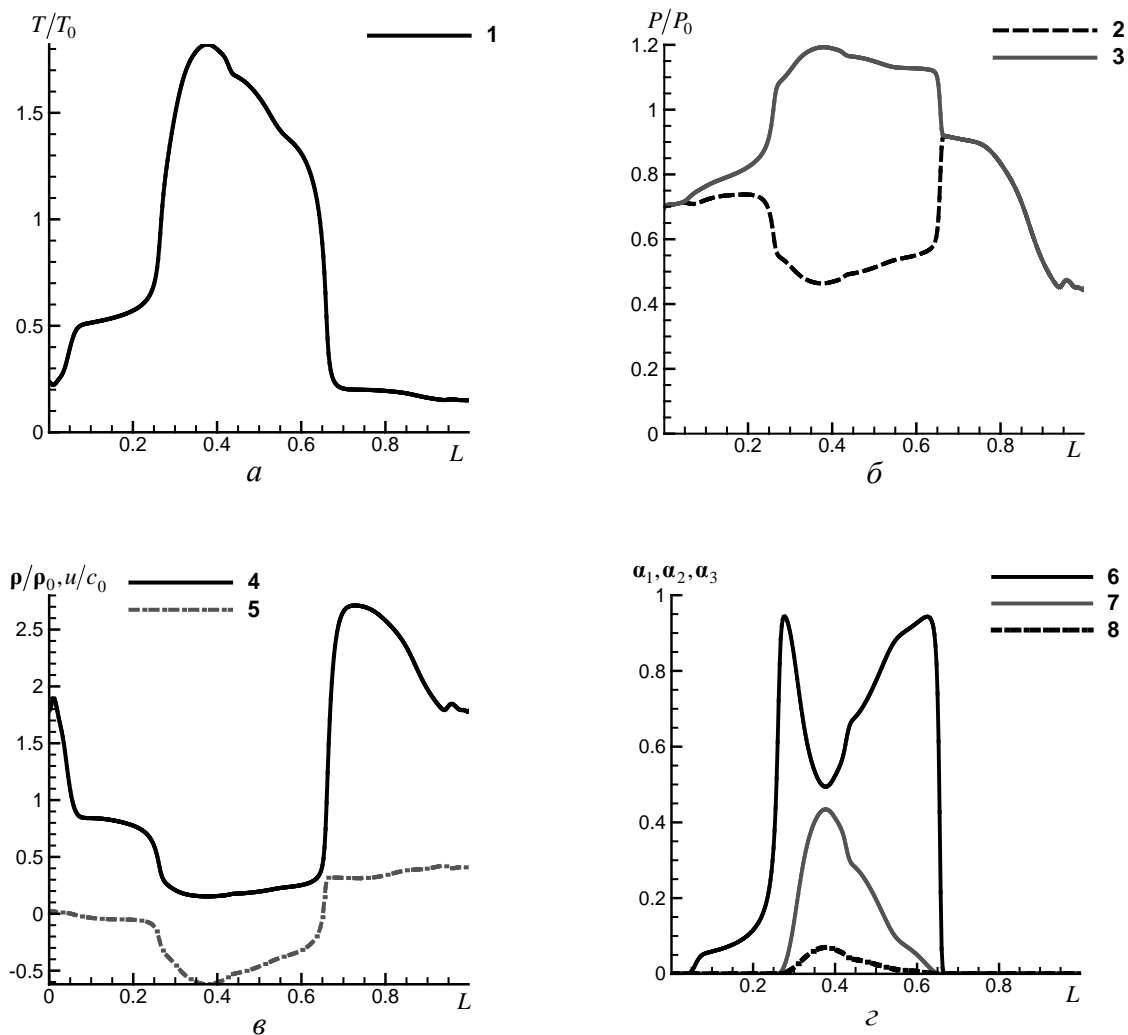


Рис. 5. Расширение плазмы под воздействием лазерного излучения интенсивности $G = 2,5 \cdot 10^8$ Вт/м² в момент времени $t = 1,9 \cdot 10^{-6}$ с:

a – безразмерная температура (1); *б* – безразмерное парциальное давление ионов и нейтральных атомов (2), безразмерное полное давление (3); *в* – безразмерная плотность (4), безразмерная скорость (5); *з* – степень ионизации для Al^+ (α_1) (6), для Al^{++} (α_2) (7), для Al^{+++} (α_3) (8)

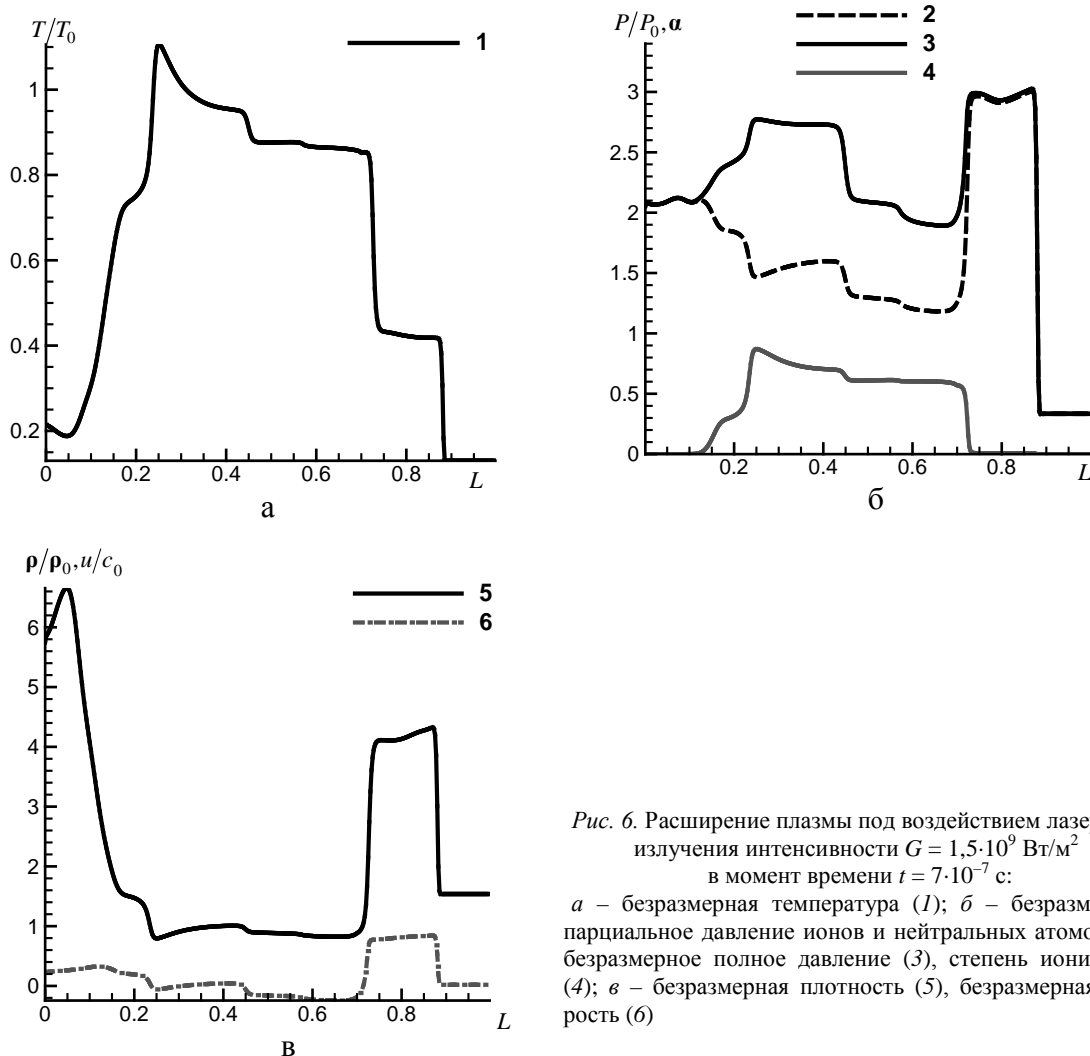


Рис. 6. Расширение плазмы под воздействием лазерного излучения интенсивности $G = 1,5 \cdot 10^9$ Вт/м² в момент времени $t = 7 \cdot 10^{-7}$ с:

а – безразмерная температура (1); б – безразмерное парциальное давление ионов и нейтральных атомов (2), безразмерное полное давление (3), степень ионизации (4); в – безразмерная плотность (5), безразмерная скорость (6)

нения УВ и ЗЭ отличаются незначительно (рис. 6, в), достигая значений $u \approx 1700$ м/с и $u \approx 1500$ м/с соответственно. Ударная волна отделена от ЗЭ прослойкой прозрачного для излучения ударно-сжатого газа, несмотря на высокую температуру в этой области – порядка 5 000 К.

Обратим внимание, что для режима ДРВ температура в ЗЭ (рис. 6, а) ниже, чем для режима волн медленного горения, примерно в 1,7 раза, хотя последний соответствует более низким интенсивностям падающего лазерного излучения ($G \approx 2,5 \cdot 10^8$ Вт/м²). Это объясняется тем, что в случае с ДРВ скорость распространения фронта ЗЭ намного выше, благодаря чему заметная часть энергии падающего излучения тратится на прогрев большого количества «холодного» газа, вовлекаемого в разряд.

Режим волн быстрого горения не является устойчивым, так как вследствие уменьшения давления за ЗЭ происходит уменьшение давления в самой ЗЭ и, следовательно, меняются характеристики разряда. Со временем ДРВ вырождается в разряд, который распространяется в условиях выровненного давления, равного давлению окружающего газа, т. е. переходит в волну медленного горения.

Выводы

В сопряженной постановке рассмотрена задача об образовании плазмы и ее движении внутри парогазового канала с учетом радиационных потерь. Проведены численные исследования взаимодействия лазерного излучения с плазменным облаком из па-

ров алюминия с учетом Кнудсеновского слоя. Исследованы режимы испарения, в которых варьировалась скорость истечения паров с металлической поверхности. Рассчитано ориентировочное значение минимальной интенсивности лазерного излучения $G \approx 2 \cdot 10^8$ Вт/м², для которой возможно поддержание, развитие и расширение плазмы (газового разряда). Начиная с этого значения появляются условия, необходимые для «запирания» собственного излучения в плазме. Благодаря этому в зоне энерговыделения наблюдается существенное увеличение температуры, вплоть до 20 000 К. Численно исследованы додетонационные режимы распространения газового разряда в виде «волны медленного горения» (ВМГ), соответствующие мощности падающего лазерного излучения $G \approx 2\text{--}8 \cdot 10^8$ Вт/м², и «дозвуковой радиационной волны» (ДРВ), которая получена при $G \approx 0,8\text{--}2 \cdot 10^9$ Вт/м². Следует добавить, что согласно монографии Прохорова и др. [2], режимы ВМГ и ДРВ реализуются при интенсивностях $G \sim 10^9$ и $\sim 10^{10}$ Вт/м² соответственно. В нашем случае эти значения значительно занижены ввиду одномерности задачи.

Необходимо отметить, что результаты этих расчетов отражают качественный характер изучаемого процесса. Полученные режимы показывают невозможность существования устойчивого и неподвижного плазменного факела в ПГК, так как плазма полностью экранирует лазерное излучение и, кроме того, вылетает из канала навстречу лазерному лучу. Соответственно испарение будет уменьшаться и вследствие дозвуковой относительно скорости звука в 3Э скорости распространения разряда будут меняться его характеристики. В итоге такими процессами могут быть объяснены структурные периодические неоднородности шва – чешуйки, поры и т. п.

Модель может быть обобщена на двумерный или трехмерный случай, а также с учетом движения криволинейной границы ПГК.

Список литературы

1. *Тепловые*, гидродинамические и плазменные эффекты при взаимодействии лазерного излучения с веществом / Под ред. Н. С. Захарова, В.Д. Урлина, Н. И. Шенцева.

Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2004. 425 с.

2. Прохоров А. М., Конов В. И., Урсу И. и др. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988. 537 с.

3. Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. Н. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975. 296 с.

4. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.

5. Fowler M. C., Smith D. C. Ignition and Maintenance of Subsonic Plasma Waves in Atmospheric Pressure Air by cw CO₂ Laser Radiation and their Affect on Laser Beam Propagation // Journal of Applied Physics. 1975. Vol. 46. No. 1. P. 138–150.

6. Васильченко Ж. В., Ажаронков В. В., Филатова И. И. и др. Спектроскопические исследования термодинамических параметров плазменного факела, образующегося при воздействии излучения стационарного CO₂-лазера на металлическую подложку // Квантовая электроника. 1996. Т. 23, № 9. С. 831–834.

7. Басов Н. Г., Горный С. Г., Данилычев В. А. и др. Физический механизм глубокого проплавления при лазерной сварке металлов // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11, № 21. С. 1337–1341.

8. Голубев В. С. Анализ моделей динамики глубоко проплавления материалов лазерным излучением. Шатура, 1999. 161 с. (препр. / ИПЛИТ РАН; № 83-1999)

9. Судник В. А., Радаи Д., Дорофеев В. А. Компьютерное моделирование лазерно-лучевой сварки. Модель и верификация // Сварочное производство. 1997. № 1. С. 28–33.

10. Solana P., Ocana J. L. A Mathematical Model for Penetration Laser Welding as a Free Boundary Problem // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. No. 9. P. 1300–1313.

11. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.

12. Mazhukin V., Smurov I., Flamant G. Simulation of Laser Plasma Dynamics: Influence of Ambient Pressure and Intensity of Laser Radiation // J. of Comput. Phys. 1994. Vol. 112. No. 1. P. 78–90.

13. Кацнельсон С. С. Введение в физическую газодинамику. Новосибирск, 2006. 162 с.

14. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
15. Mazhukin V. I., Nossov V. V., Smurov. I. *et al.* Modelling of Radiation Transfer in Low Temperature Nanosecond Laser-Induced Plasma of Al Vapour // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37. No. 2. P. 185–199.
16. Кривцун И. В., Сухоруков С. Б., Сидорец В. Н. и др. Моделирование процессов испарения металла и газодинамики металлического пара в парогазовом канале при лазерной сварке // Автоматическая сварка. 2008. № 10. С. 19–26.
17. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976. 400 с.
18. Гуськов К. Г., Райзер Ю. П., Суржиков С. Т. О наблюдаемой скорости медленного движения оптического разряда // Квантовая электроника. 1990. Т. 17, № 7. С. 937–942.
19. Фомин В. М., Яковлев В. И. Физические модели лазерного энергоподвода в газовый поток. Новосибирск, 2004. 43 с. (препр. / ИТПМ СО РАН; № 2-2004).

Материал поступил в редколлегию 07.04.2009

D. V. Bedenko, O. B. Kovalev

**ON THE MODELING OF PLASMA DYNAMICS IN THE KEYHOLE
DURING LASER WELDING OF METAL WITH DEEP PENETRATION**

The physical processes occurring in a keyhole during deep penetration laser welding of aluminium are theoretically investigated. Evaporation, ionization and formation of low-temperature surface plasma on metal vapor can be observed. Equations of radiation flow dynamics are solved in the conjugated statement in assumption of equilibrium plasma. Numerical simulations of plasma propagation are conducted in one-dimensional approximation. Minimal value of laser power necessary for maintenance of the plasma is received. The affect of blocking of plasma self-radiation as a result of increasing its optical thickness is obtained. Results of the modeling are of interest for qualitative understanding of processes occurring in plasma, which may arise in a keyhole.

Keywords: gas dynamics, surface plasma, laser welding, numerical simulation.