



МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ МЕТАЛЛА И ГАЗОДИНАМИКИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПАРА В ПАРОГАЗОВОМ КАНАЛЕ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ СВАРКЕ

Чл.-кор. НАН Украины **И. В. КРИВЦУН**, **С. Б. СУХОРУКОВ**, инж., **В. Н. СИДОРЕЦ**, канд. техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины),
О. Б. КОВАЛЕВ, д-р физ.-мат. наук
(Ин-т теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, РФ)

Предложены самосогласованные математические модели процессов испарения металла, поверхностной конденсации и газодинамики металлического пара внутри парогазового канала, формирующегося в расплавленном металле при лазерной сварке с глубоким проплавлением. Проведен численный анализ тепловых и газодинамических характеристик потока пара в парогазовом канале при лазерной сварке стали. Исследовано влияние газодинамических процессов на состояние пара в парогазовом канале, его давление на стенку канала и теплообмен в ванне расплава за счет процессов испарения и конденсации на ее свободной поверхности.

Ключевые слова: лазерная сварка, парогазовый канал, испарение, поверхностная конденсация, газодинамика, металлический пар, математическая модель

Процессы соединения и обработки материалов с использованием высококонцентрированных источников энергии привлекают в последнее время все большее внимание исследователей. Одним из таких процессов является лазерная сварка металлов в режиме глубокого (или «кинжального») проплавления. Необходимая для реализации данного технологического процесса плотность мощности излучения в сфокусированном лазерном пучке должна быть не менее $1 \cdot 10^5$ Вт/см² [1]. Под воздействием такого концентрированного источника энергии свариваемый металл не только плавится, но и локально перегревается до температур, превышающих температуру его кипения. Подобный нагрев вызывает интенсивное испарение металла и разлет пара, который сопровождается появлением реактивной силы, искривляющей поверхность расплава [1, 2]. Вследствие этого в сварочной ванне формируется заполненный металлическим паром глубокий и узкий канал, называемый парогазовым (ПГК).

Существует множество публикаций, посвященных теоретическому исследованию и математическому моделированию физических явлений, протекающих при лазерной сварке с глубоким проплавлением [3, 4], изучению закономерностей формирования ПГК [5–7] и его устойчивости [8, 9], определяющих стабильность процесса сварки. Вместе с тем, при описании испарения металла и газодинамических процессов в потоке металлического пара, от которых зависят давление на поверхность расплава и в итоге форма и размер

ПГК, в большинстве указанных работ используются достаточно грубые приближения, а именно: либо пар внутри канала предполагается равновесным (насыщенным) [3, 8], либо его скорость вблизи испаряющейся поверхности выбирается равной локальной скорости звука [7]. Подобные приближения не позволяют корректно рассчитать газодинамические характеристики течения пара в ПГК, а следовательно, и распределение полного (включая реактивное) давления пара на стенку канала. Кроме того, авторы указанных работ не рассматривают возможность конденсации металлического пара на некоторой части поверхности канала, что в совокупности с интенсивным испарением остальной поверхности расплава может существенно влиять на локальный энергетический баланс этой поверхности.

Основными задачами настоящей работы являются разработка самосогласованной математической модели процессов испарения металла, поверхностной конденсации и газодинамики металлического пара в ПГК заданной формы, а также детальный численный анализ газодинамических и тепловых характеристик потока пара. Важной особенностью такой модели должен быть учет неравновесности пара, связанный с возможностью его оттока от поверхности расплавленного металла (испарением) или притока к ней (конденсацией), движением пара вдоль канала и последующим его истечением во внешнюю газовую среду.

Предлагаемая математическая модель основывается на аппроксимации реального ПГК соответствующим осесимметричным углублением в расплаве (рис. 1), свободная поверхность которого в цилиндрической системе координат задается за-

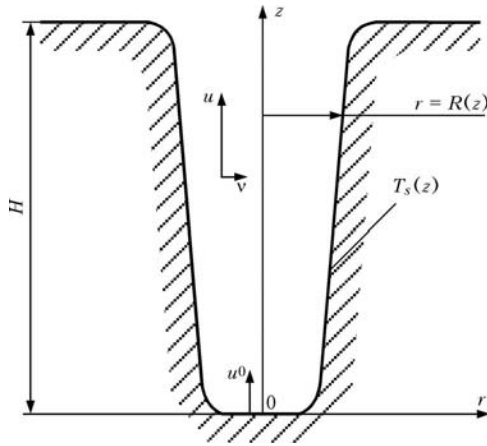


Рис. 1. Аппроксимация ПГК осесимметричным углублением в расплаве (обозначения см. в тексте)

висимостью $r = R(z)$, где $R(z)$ — локальное значение радиуса ПГК, который предположительно медленно изменяется по глубине канала H . Вместо известного (определяемого из решения уравнения переноса тепла в свариваемом металле) пространственного распределения температуры свободной поверхности расплава при построении модели вводится эффективное осесимметричное распределение температуры стенки ПГК $T_s(z)$. Возможностью объемной конденсации металлического пара внутри канала и образованием микрокапель пренебрегается. Наконец, предполагается, что пар, заполняющий канал, не ионизирован, что является достаточно хорошим приближением при лазерной сварке с использованием коротковолнового излучения твердотельных лазеров.

Зависимость давления насыщенного пара p_s вблизи поверхности расплавленного металла от его температуры может быть определена с помощью уравнения Клапейрона–Клаузиуса, записанного, например, в виде [1]

$$p_s = p_0 \exp \left[\frac{\lambda}{k} \left(\frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (1)$$

где p_0 — атмосферное давление; λ — работа выхода атома из расплава; k — постоянная Больцмана; T_b — температура кипения металла, при которой давление насыщенного пара равно атмосферному. Для учета влияния неравновесности пара, возникающей при конвективном режиме испарения или поверхностной конденсации, на характеристики металлического пара вблизи стенки ПГК используем подход, предложенный в работе [10] для описания процесса быстрого поверхностного испарения металлов в условиях интенсивного лазерного воздействия и обобщенный в [11] для случая поверхностной конденсации. Суть данного подхода состоит в рассмотрении тонкого кнудсеновского слоя, формирующегося в паровой фазе вблизи границы с жидким металлом, как газодинамического разрыва (при определенных предположениях относительно ви-

да функций распределения частиц пара на границах этого слоя) и использовании балансных соотношений, получаемых с помощью законов сохранения потоков частиц, а также потоков их импульса и энергии.

Для обоснования правомерности использования подобного подхода следует принять во внимание то, что в условиях лазерной сварки с глубоким проплавлением толщина кнудсеновского слоя, равная нескольким длинам свободного пробега частиц пара ($L_K \leq 1 \cdot 10^{-2}$ мм), существенно меньше радиуса ПГК ($R \leq 1$ мм). Последнее означает, что кнудсеновский слой можно считать плоским и локально-одномерным, а границу газодинамической области течения пара в ПГК условно совместить с поверхностью канала.

В рамках такого рассмотрения можно получить систему алгебраических уравнений для нахождения распределений по длине канала температуры $\bar{T}(z)$, массовой плотности $\bar{\rho}(z)$ (или давления $\bar{p}(z)$) металлического пара на границе кнудсеновского слоя с газодинамической областью течения [10, 11]:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{T}}{T_s} &= 1 + \frac{\bar{m}^2 \pi}{32} \left(1 - \frac{8}{\bar{m} \sqrt{\pi}} \sqrt{1 + \frac{\bar{m}^2 \pi}{64}} \right); \\ \frac{\bar{p}}{p_s} &= \left\{ (\bar{m}^2 + \frac{1}{2}) \exp(\bar{m}^2) [1 - \Phi(\bar{m})] - \frac{\bar{m}}{\sqrt{\pi}} \right\} \frac{T_s^{1/2}}{T^{1/2}} + \\ &+ \frac{1}{2} \left\{ 1 - \bar{m} \sqrt{\pi} \exp(\bar{m}^2) [1 - \Phi(\bar{m})] \right\} \frac{T_s}{T}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\bar{m}(z) = \bar{v} \left(\frac{M}{2kT} \right)^{1/2}$; M — масса атома пара; $\bar{v}(z)$ — локальное значение среднемассовой скорости его движения в направлении нормали к поверхности расплава ($\bar{v} > 0$ соответствует испарению, $\bar{v} < 0$ — конденсации); $\rho_s(z) = p_s M / kT_s$ — плотность насыщенного пара, соответствующая

данному значению $T_s(z)$; $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi$

— интеграл вероятности. Здесь и далее все величины, относящиеся к границе газодинамической области течения, отмечены чертой над буквой.

Если считать металлический пар одноатомным идеальным газом, то его газостатическое давление на указанной границе можно определить при помощи известного соотношения

$$\bar{p} = \frac{\bar{\rho} k \bar{T}}{M}, \quad (3)$$

а распределение полного (с учетом реактивной составляющей) давления $P(z)$, оказываемого движущимся (расширяющимся или конденсирующим)



Характеристики пара у поверхности расплава при конвективном испарении и поверхностной конденсации

\bar{M}		\bar{T}/T_s		\bar{p}/p_s		\bar{p}/p_s		P/p_s	
0		1		1		1		1	
0,05	-0,05	0,980	1,021	0,927	1,081	0,908	1,104	0,912	1,108
0,10	-0,10	0,960	1,041	0,861	1,171	0,827	1,219	0,841	1,240
0,20	-0,20	0,922	1,084	0,748	1,384	0,690	1,501	0,736	1,602
0,40	-0,40	0,851	1,175	0,576	1,985	0,490	2,333	0,621	2,956
0,60	-0,60	0,785	1,274	0,457	2,693	0,358	3,774	0,573	6,039
0,80	-0,80	0,725	1,380	0,371	4,619	0,269	6,376	0,556	13,181
1,00	-1,00	0,669	1,495	0,308	7,531	0,206	11,256	0,549	30,023

щимся) паром на поверхность ПГК — с помощью выражения [1]

$$P = \bar{p} \left(1 + \frac{5}{3} \bar{M}^2 \right), \tag{4}$$

где $\bar{M}(z) \equiv \bar{v}/\bar{s}$ — значение числа Маха на границе газодинамической области кнудсеновского слоя; $\bar{s} = \sqrt{5kT}/3M$ — локальная скорость звука. Следует заметить, что скорость пара на этой границе должна быть ограничена условием $\bar{M} \leq 1$ [10].

Расчетные значения безразмерных величин \bar{p}/p_s , \bar{T}/T_s , \bar{p}/p_s и величины P/p_s , характеризующей давление на поверхность расплавленного металла, в зависимости от числа Маха потока пара через границу газодинамической области представлены в таблице. Как следует из приведенных данных, при увеличении скорости оттока пара от испаряющейся поверхности его газостатическое давление и давление на указанную поверхность становятся существенно ниже соответствующего давления насыщенного пара. Что касается \bar{p}/p_s и P/p_s при конденсации пара на поверхности расплава, то их значения могут намного превышать p_s .

Проведенный анализ кнудсеновского слоя вблизи поверхности ПГК не дает информации о значениях \bar{M} потока пара через границу газодинамической области течения. Иными словами, нормальная к поверхности расплава скорость пара здесь может быть выбрана произвольно без нарушения законов сохранения массы, импульса и энергии при переходе через кнудсеновский слой [10]. Этот результат не является необычным, поскольку то же самое справедливо и в отношении условий Рэнкина-Гюгонио для ударных волн [12].

Распределение значений \bar{v} (или \bar{M}) вдоль поверхности ПГК должно определяться только на основе решения газодинамических уравнений, описывающих течение пара в этом канале.

Для моделирования газодинамики и теплового состояния металлического пара в рассмат-

риваемом осесимметричном ПГК (см. рис. 1) используем систему уравнений, описывающих ламинарное движение сжимаемого газа [12]. Полагая, что аксиальная (в направлении оси канала) компонента скорости течения пара $u(r, z)$ существенно больше радиальной компоненты $v(r, z)$ и считая изменения всех величин наиболее существенными в радиальном направлении, эту систему уравнений можно записать в приближении пограничного слоя для внутренних осесимметричных течений [13]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv) + \frac{\partial}{\partial z}(ru) = 0; \tag{5}$$

$$\rho \left(v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{d\bar{p}}{dz}; \tag{6}$$

$$\rho C_p \left(v \frac{\partial T}{\partial r} + u \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right) + u \frac{d\bar{p}}{dz} + \eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2. \tag{7}$$

Здесь $\rho(T, \bar{p})$ — массовая плотность; $\eta(T)$ — коэффициент динамической вязкости; $\chi(T)$ — коэффициент теплопроводности пара; C_p — его удельная теплоемкость при постоянном давлении; $T(r, z)$ — пространственное распределение температуры в потоке пара. Поскольку в рамках приближения пограничного слоя давление по его сечению постоянно [13], в этих уравнениях используется соответствующее значение газостатического давления пара вблизи стенки ПГК $\bar{p}(z)$.

Распределение значений $d\bar{p}/dz$, а следовательно, и давления пара \bar{p} по длине ПГК может быть найдено из интегрального условия баланса массового расхода пара через поперечное сечение ПГК [14] с учетом поступления пара в газодинамическую область (за счет испарения стенки) или его ухода (за счет конденсации на стенке канала):

$$\begin{aligned} G(z) &\equiv 2\pi \int_0^{R(z)} r \rho(r, z) u(r, z) dr = \\ &= G(0) + 2\pi \int_0^z R(r) \bar{p}(z) \bar{v}(z) dz. \end{aligned} \tag{8}$$



Здесь $G(0)$ — массовый расход пара в начальном сечении канала (при $z = 0$); величина $\bar{\rho}(z)$ выражается через плотность насыщенного пара $\rho_s(z)$, соответствующую заданной температуре поверхности ПГК $T_s(z)$, и скорость пара $\bar{v}(z)$, определяемую в каждом сечении канала с помощью уравнений (2) и соотношения (3) при подстановке в него найденного значения $\bar{p}(z)$.

Для замыкания системы уравнений (5)–(7) необходимо определить зависимости плотности, удельной теплоемкости и коэффициентов переноса металлического пара от температуры и давления. Учитывая сделанное ранее предположение о том, что пар является идеальным одноатомным газом, по аналогии с (3) можем записать

$$\rho = \frac{\bar{p}M}{kT}, \quad (9)$$

а его теплоемкость при постоянном давлении определить как [15]:

$$C_p = \frac{5}{2} \frac{k}{M}. \quad (10)$$

Что касается коэффициентов вязкости и теплопроводности металлического пара, то, например, в рамках модели твердых упругих шариков эти величины могут быть вычислены следующим образом [16]:

$$\chi = \frac{75}{64} \frac{\sqrt{k^3 T}}{\sqrt{\pi M} r_0^2}, \quad \eta = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{k T M}}{\sqrt{\pi} r_0^2}, \quad (11)$$

где r_0 — эффективный радиус атома металла.

Для решения системы дифференциальных уравнений (5)–(7) необходимо также задать соответствующие краевые и начальные (входные) условия на границах расчетной области $\{0 \leq r \leq R(z); 0 \leq z \leq H\}$ (см. рис. 1). Граничные условия на оси ПГК выбираются из соображений, что течение пара характеризуется цилиндрической симметрией:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0; v = 0; \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{при } r = 0. \quad (12)$$

На боковой поверхности канала, точнее, на внешней границе кнудсеновского слоя, полагается, что касательная к поверхности компонента скорости пара равна нулю, а его температура выбирается равной соответствующему значению температуры на границе газодинамической области, определяемому по известным значениям $T_s(z)$ и при помощи первого уравнения (2), т. е.

$$u = 0; T(z) = \bar{T}(z) \quad \text{при } r = R(z). \quad (13)$$

Входные условия на дне ПГК задаются исходя из предположения, что здесь существует некото-

рая скорость пара u_0 , направленная вдоль оси Oz и постоянная по сечению канала:

$$u(r) = u^0; v(r) = 0; T(r) = \bar{T}(0) \quad \text{при } z = 0. \quad (14)$$

Здесь значения $\bar{T}(0)$, как и ранее, могут быть найдены с помощью первого уравнения (2) при подстановке в него $T_s(0)$ и $\bar{v}(0) = u^0$. Выбранные условия позволяют определить входящий в интегральный баланс (8) массовый расход пара в начальном сечении канала:

$$G(0) = \pi R^2(0) \bar{\rho}(0) u^0, \quad (15)$$

где $\bar{\rho}(0)$ — соответствующее указанным выше значениям температуры и скорости металлического пара значение его плотности, а также вычислить давление пара вблизи дна канала $\bar{p}(0)$, которое может быть рассчитано с помощью соотношения (3). Наконец, для нахождения неизвестного параметра u^0 можно использовать интегральное условие

$$\bar{p}(H) = \bar{p}(0) + \int_0^H \frac{d\bar{p}}{dz} dz, \quad (16)$$

где $\bar{p}(H)$ — давление металлического пара на выходе из канала, равное давлению во внешней газовой среде.

Этим исчерпывается описание самосогласованной математической модели процессов испарения металла, поверхностной конденсации и газодинамики металлического пара в осесимметричном ПГК.

Систему нелинейных дифференциальных уравнений (5)–(7) решали методом конечных разностей с использованием основной разностной схемы для интегрирования уравнений пограничного слоя [17]. Уравнения второго порядка (6), (7) аппроксимировали по неявной двухслойной шеститочечной разностной схеме, а первого порядка (5) — по явной четырехточечной. Полученную алгебраическую систему разностных уравнений решали методом прогонки с применением итераций.

На основе описанной вычислительной схемы создано соответствующее программное обеспечение и проведен детальный численный анализ тепловых и газодинамических характеристик течения металлического пара (железа) в ПГК заданной формы. При проведении расчетов использовали зависимости температуры поверхности расплава $T_s(z)$ и радиуса ПГК $R(z)$, полученные с помощью математической модели [3] применительно к условиям лазерной сварки низкоуглеродистой стали (мощность лазерного пучка составляет 2,5 кВт, его радиус в фокальной плоскости — 0,25 мм,



фокусное расстояние линзы — 150 мм, скорость сварки — 0,8 см/с, защитный газ — гелий, давление во внешней среде атмосферное). Форма и размеры такого канала представлены на рис. 2.

Радиальные распределения скорости и температуры металлического пара в контрольных сечениях канала показаны на рис. 3. Как следует из приведенных здесь расчетных данных, аксиальная компонента скорости пара во всех сечениях ПГК имеет наибольшее значение на его оси и убывает до нуля по мере приближения к стенке канала (рис. 3, а), а ее профиль напоминает профиль скорости при течении Пуазейля [12]. На выходе из канала (при $z = H = 6,9$ мм) максимальная скорость пара достигает приблизительно 150 м/с.

Расчетные значения радиальной компоненты скорости оказываются существенно меньшими (рис. 3, б), что позволяет полностью оправдать использование приближения пограничного слоя, вместе с тем течение пара в радиальном направлении имеет достаточно сложную структуру. Вблизи дна ПГК (при $z = 1$ мм) радиальная скорость практически равна нулю, за исключением небольшой области, примыкающей к боковой стенке канала, где она имеет отрицательные значения, что соответствует движению пара от ис-

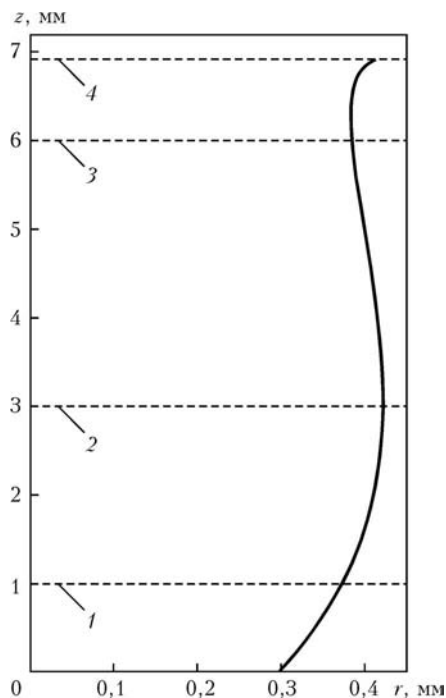


Рис. 2. Форма и размеры ПГК, используемые при выполнении расчетов: 1–4 — контрольные сечения канала

парящейся поверхности к оси ПГК (кривая 1 на рис. 3, б). При $z = 3$ мм значения радиальной скорости становятся положительными по всему

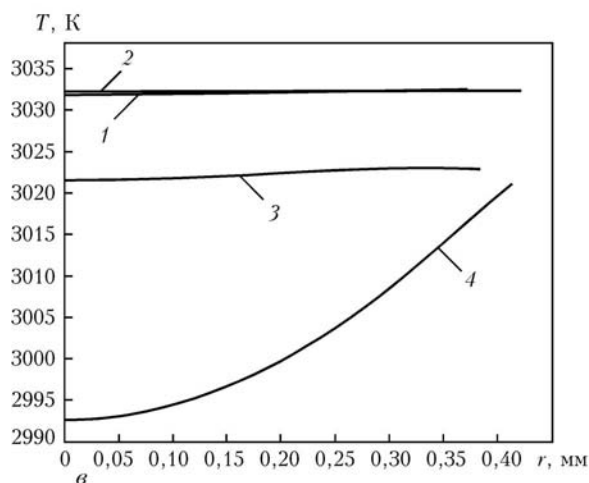
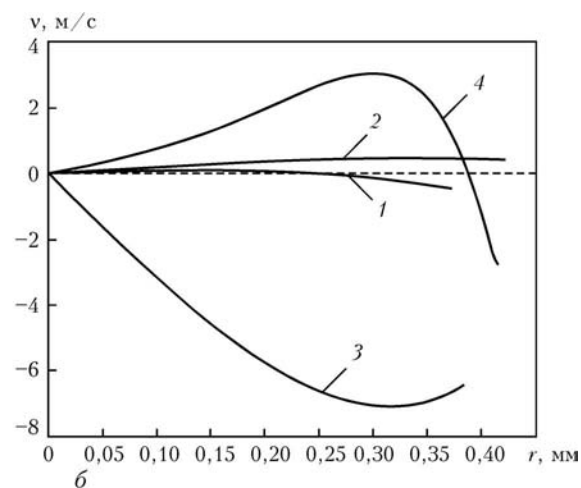
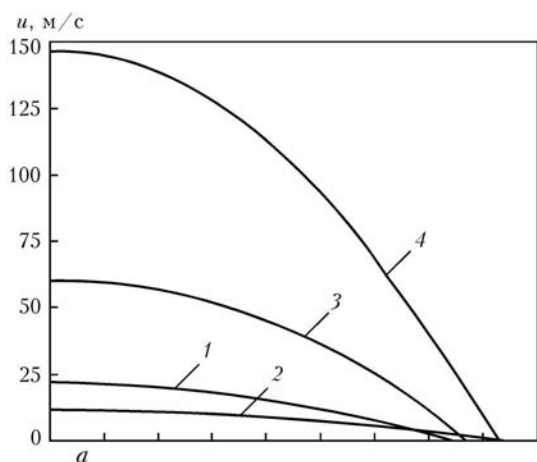


Рис. 3. Радиальные распределения аксиальной (а) и радиальной (б) компонент скорости v металлического пара, а также его температуры T (в) в сечениях ПГК: 1–4 — см. рис. 2

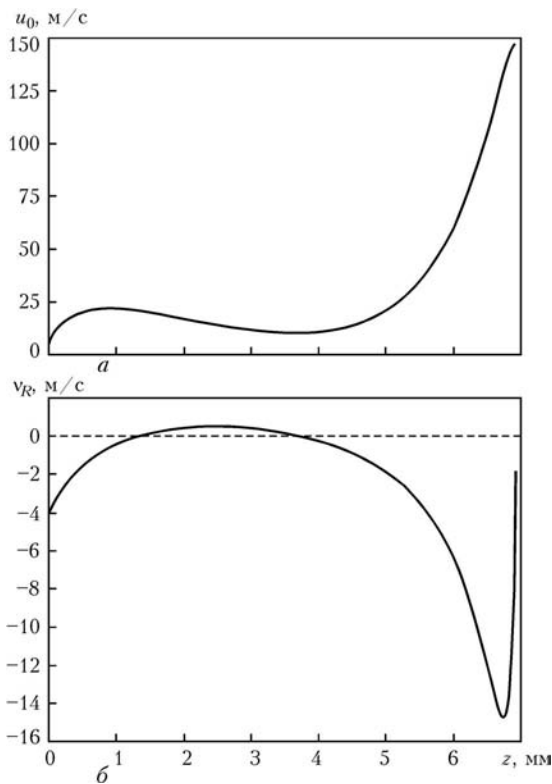


Рис. 4. Распределения аксиальной скорости u_0 металлического пара по оси ПГК (а) и радиальной скорости пара v_R вблизи поверхности расплава (б) по глубине канала

сечению канала (кривая 2), что означает переход от испарения стенки к поверхностной конденсации пара. Затем при $z = 6$ мм пар опять направляется от испаряющейся стенки к оси канала (кривая 3) и, наконец, в выходном сечении ($z = 6,9$ мм) пар в приосевой зоне ПГК движется в направлении стенки, а в пристеночной — к оси канала (кривая 4).

Расчет температуры металлического пара показал, что наименьшей температурой в любом сечении канала характеризуется пар, находящийся в приосевой зоне ПГК, причем по мере приближения к выходному сечению канала неравномерность распределения температуры усиливается (рис. 3, в). Это связано с известным эффектом охлаждения пара при его расширении [12, 15].

Распределения скорости пара на оси $u_0(z) \equiv u(0, z)$ и вблизи стенки канала $v_R(z) \equiv v(R, z) = -\bar{v}(z)$ по его глубине представлены на рис. 4. Как следует из рис. 4, а, движение металлического пара вдоль ПГК вначале ускоряется, потом несколько тормозится, а затем ускоряется снова. Это связано с изменением его массового расхода через поперечное сечение ПГК вследствие процессов испарения и поверхностной конденсации на стенке канала. Действительно, радиальная скорость пара у стенки канала (на границе газодинамической области) отрицательна вблизи дна ПГК (см. рис. 4, б), т. е. пар втекает в канал, что соответствует участку испарения; затем при $z > 1,4$ мм

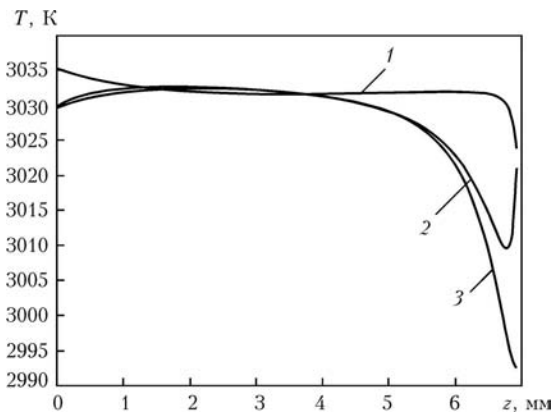


Рис. 5. Распределение температуры поверхности расплава (1), металлического пара вблизи этой поверхности (2) и на оси ПГК (3)

она становится положительной, что соответствует участку поверхностной конденсации и, как следствие, уменьшению значений G и u_0 ; наконец, при $z > 3,7$ мм поверхностная конденсация опять сменяется испарением стенки, причем эта величина достигает вблизи выходного сечения максимального значения — около 15 м/с (рис. 4, б).

Наличие участка поверхностной конденсации пара хорошо видно и на рис. 5, 6, где показано распределение температуры и давления пара по длине канала. Как следует из расчетных данных, представленных на этих рисунках, температура и давление пара вблизи стенки ПГК на участке $1,4 \text{ мм} < z < 3,7 \text{ мм}$ превышают соответствующие значения T_s и p_s (кривые 1, 2 на рис. 5 и 6), т. е. здесь имеет место конденсация металлического пара на поверхности канала. Что касается значений давления пара и его полного (включая реактивное) давления на стенку канала, то, например, вблизи выходного сечения ПГК значения указанных величин могут быть почти на $5 \cdot 10^3$ Па меньше, чем при использовании модели насыщенного пара (рис. 6). Таким образом, при определении формы ПГК, а следовательно, и распределения мощности лазерного излучения, поглощаемого свободной поверхностью расплава, следует учитывать газодинамику пара внутри канала.

Еще одним фактором, который может оказаться существенным при рассмотрении энергетического баланса поверхности ПГК, является теплообмен за счет процессов испарения и поверхностной конденсации металлического пара на стенке канала. На рис. 7 приведено распределение q по глубине канала теплового потока, переносимого металлическим паром через поверхность ПГК:

$$q(z) = \frac{\bar{p}(z)}{M} \bar{v}(z) \left[\lambda + \frac{5}{2} k \bar{T}(z) + \frac{1}{2} \bar{M} v^2(z) \right]. \quad (17)$$

Как следует из расчетных данных, представленных на этом рисунке, поверхность ПГК можно разделить на три участка. Участок положитель-

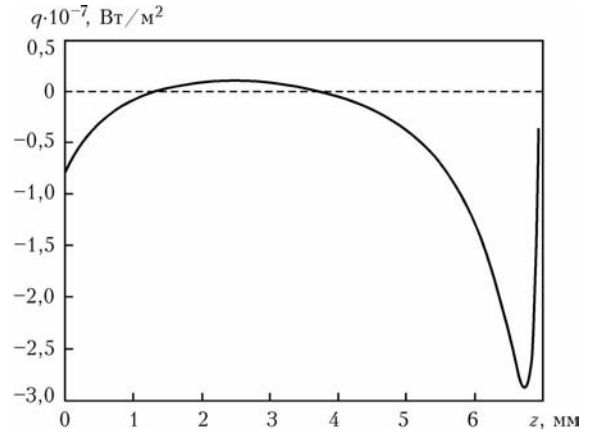
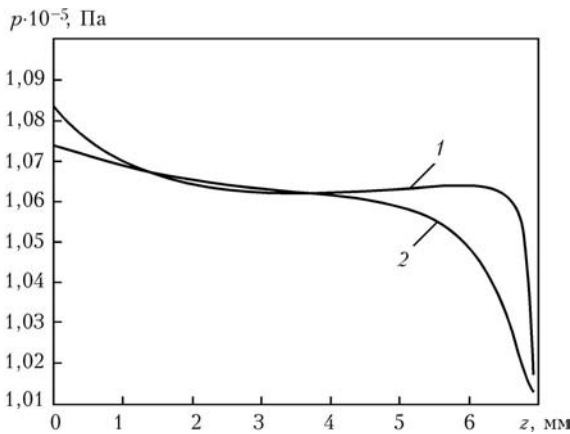


Рис. 6. Распределение давления p по глубине канала: 1 — давление насыщенного пара, соответствующее данному значению температуры поверхности ПГК; 2 — металлического пара, полученного в результате решения газодинамической задачи

Рис. 7. Распределение q по глубине канала теплового потока, переносимого паром через его поверхность

ного теплового потока, направленного на стенку канала (нагрев за счет поверхностной конденсации пара и выделяющейся при этом энергии связи атомов в расплаве), разделяет два участка, где пар уносит энергию (охлаждение поверхности расплава в результате испарения). Максимальное по абсолютной величине значение теплового потока, уносимого паром с поверхности ПГК, достигается вблизи выхода из канала и составляет приблизительно $3 \cdot 10^7$ Вт/м². Такие существенные значения теплового потока свидетельствуют о необходимости его учета при анализе процессов теплообмена на поверхности сварочной ванны применительно к условиям лазерной сварки с глубоким проплавлением.

несколько процентов, поэтому пренебрежение объемной конденсацией пара вполне оправдано.

Чтобы охарактеризовать состояние металлического пара, заполняющего ПГК, можно использовать безразмерный параметр θ , определяющий степень переохлаждения пара [18]:

$$\theta = \frac{T_p - T}{T_p}, \quad (18)$$

где T_p — температура насыщенного пара при заданной плотности; T — фактическая температура пара. При таком задании степени переохлаждения условие $\theta > 0$ соответствует пересыщенному (переохлажденному) пару, а $\theta < 0$ — перегретому (в первом случае пар может конденсироваться в объеме ПГК, образуя частицы конденсата, рассеивающие лазерное излучение). Расчеты показывают, что исходя из состояния пара рассматриваемый ПГК можно разделить на три зоны. Там, где имеет место испарение стенки канала, пар оказывается пересыщенным, что соответствует данным [2]. На участке, где происходит поверхностная конденсация, он является перегретым. Степень переохлаждения металлического пара в исследуемом ПГК невелика и составляет всего

Авторы благодарят проф. Г. А. Туричина за предоставленные им расчетные данные о форме, размерах и температуре поверхности парогазового канала при лазерной сварке низкоуглеродистой стали.

Работа была поддержана Национальной академией наук Украины и Сибирским отделением Российской академии наук в рамках интеграционного проекта 2.10 «Лазерная обработка материалов. Научные основы применения высококонцентрированных источников энергии при сварке металлов и сплавов».

1. *Воздействие лазерного излучения на материалы* / Р. В. Арутюнян, В. Ю. Баранов, Л. А. Большов и др. — М.: Наука, 1989. — 367 с.
2. *Действие излучения большой мощности на металлы* / С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов и др. — М.: Наука, 1970. — 272 с.
3. *Лопота В. А., Сухов Ю. Т., Туричин Г. А.* Модель лазерной сварки с глубоким проплавлением для применения в технологии // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1997. — **61**, № 8. — С. 1613–1618.
4. *Heat transfer and fluid flow during keyhole mode laser welding of tantalum, Ti-6Al-4V, 304L stainless steel and vanadium* / R. Rai, J. W. Elmer, T. A. Palmer et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2007. — **40**. — P. 5733–5766.
5. *Kaplan A.* A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile // Ibid. — 1994. — **27**. — P. 1805–1814.
6. *Transition model for the keyhole during laser welding* / V. V. Semak, W. D. Bragg, B. Damkroger et al. // Ibid. — 1999. — **32**. — P. 61–64.
7. *Amara E. H., Fabbro R., Bendib A.* Modeling of the compressible flow induced in a keyhole during laser welding // J. Appl. Phys. — 2003. — **93**, № 7. — P. 4289–4296.
8. *Туричин Г. А.* Гидродинамические аспекты устойчивости парогазового канала при лучевых видах сварки // Физ. и химия обработки материалов. — 1996. — № 4. — С. 74–82.
9. *Mechanism of keyhole formation and stability in stationary laser welding* / J. Y. Lee, S. H. Ko, D. F. Farson et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2002. — **35**. — P. 1570–1576.
10. *Knight Ch. J.* Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // AIAA J. — 1979. — **17**, № 5. — P. 519–523.



11. Демченко В. Ф., Кривцун І. В., Нестеренков В. М. Модель процесів випаровування — конденсації на плоскій поверхні // Доп. Нац. академії наук України. — 2004. — № 1. — С. 90–94.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: В X т. — М.: Наука, 1986. — Т. VI: Гидродинамика. — 736 с.
13. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. — М.: Физматгиз, 1962. — 480 с.
14. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2 т. — М.: Мир, 1990. — Т. 1. — 384 с.
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: В X т. — М.: Наука, 1976. — Т. V: Статистическая физика. — 585 с.
16. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. — М.: Наука, 1978. — 416 с.
17. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. — М.: Наука, 1984. — 286 с.
18. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. — 688 с.

The self-consistent mathematical models are suggested to describe the processes of metal evaporation, surface condensation and gas-dynamics of the metal vapour inside a keyhole formed in molten metal in deep-penetration laser welding. Numerical analysis of thermal and gas-dynamic characteristics of a flow of vapour inside the keyhole in laser welding of steel has been conducted. The effect of gas-dynamic processes on the state of vapour in the keyhole, its pressure on the keyhole wall, and heat exchange in the molten pool induced by the processes of evaporation and condensation on its free surface has been studied.

Поступила в редакцию 26.08.2008

VI МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ «ЛУЧЕВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ»

23–25 сентября 2009

г. Санкт-Петербург

Тематика конференции:

1. Физические основы лучевых технологий
2. Нанопотоника
3. Математическое моделирование лучевых технологий
4. Технологии резки, прошивки отверстий, маркировки
5. Технологии сварки, наплавки и прототипирования
6. Оборудование для лучевых технологий
7. Контроль качества и безопасность лучевых технологий
8. Фотонные технологии живых систем и медицинское применение лазеров
9. Экономические аспекты лазерных и лучевых технологий, инновационные механизмы развития лазерных технологий и частное государственное партнерство в области высоких технологий

Основные даты

Окончание приема тезисов 1 мая 2009 г.
Окончание предварительной регистрации 1 сентября 2009 г.
Окончание приема текстов докладов 25 сентября 2009 г.



Более подробную информацию Вы можете получить, связавшись с международным организационным комитетом:
195251, Россия, Санкт-Петербург,
Политехническая ул., д. 29,
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
Тел.: 8(812) 552-98-43; факс: 8(812) 535-46-98
E-mail: ilist@lrc.ru; web-site: www.lrc.ru, www.lot-spb.ru

