



УДК 621.791.72:621.375.826

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СВАРОЧНОЙ ВАННЫ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ И ГИБРИДНОЙ СВАРКЕ С ГЛУБОКИМ ПРОПЛАВЛЕНИЕМ*

Г. А. ТУРИЧИН, д-р техн. наук, Е. А. ВАЛДАЙЦЕВА, Е. Ю. ПОЗДЕЕВА, Е. В. ЗЕМЛЯКОВ, инженеры
(Санкт-Петербург. гос. политехн. ун-т, РФ),

А. В. ГУМЕНЮК, д-р техн. наук (Федерал. ин-т исследования и тестирования материалов, г. Берлин, Германия)

Описано моделирование динамических процессов в сварочной ванне при лазерной сварке с глубоким проплавлением. На основе формализма механики Лагранжа построена математическая модель динамического поведения сварочной ванны, учитывающая особенности гидродинамики и межфазного теплообмена в сварочной ванне. Полученные результаты позволяют количественно описать автоколебания формы канала проплавления и парогазового канала. Разработанная модель позволила проанализировать процессы схлопывания парогазового канала, приводящие к появлению дефектов.

Ключевые слова: лазерная сварка, автоколебательный процесс, дефекты, математическая модель, мониторинг

Процессы лазерной сварки с глубоким проплавлением так же, как и родственные процессы гибридной сварки, часто сопровождаются появлением пористости и формированием корневых пиков в сварных швах [1]. В соответствии с современными представлениями о физической природе процессов лазерной сварки причиной этого является развитие автоколебаний парогазового канала и сварочной ванны при сварке с глубоким проплавлением [2]. Многочисленные экспериментальные результаты подтверждают, что процесс сварки с глубоким проплавлением не является стационарным даже при стабилизации всех внешних факторов, влияющих на сварочную ванну [3]. В частности, с помощью высокоскоростной киносъемки процесса лазерной сварки образцов из металла и оптически прозрачного материала [4] выявлены непрерывное изменение формы канала, квазипериодическое движение зоны с максимальной яркостью по глубине канала, а также наличие таких зон на его задней стенке. Съемка плазменного факела показала также наличие его квазипериодических флуктуаций [5]. Сравнительные исследования движения жидкого металла на поверхности сварочной ванны и процесса образования корневых пиков подтверждают соответствие между пикообразованием и выплескиванием расплавленного металла из сварочной ванны. Такие же результаты получены позднее при рент-

геновской съемке [6]. Анализ автоколебательных процессов при воздействии концентрированных источников энергии на вещество основывается обычно на линейной теории устойчивости [7, 8] с учетом совместного развития тепловых, гидро- и газодинамических возмущений, релаксационных процессов и экранирования поверхности мишени продуктами испарения. Попытки учесть реальную геометрию поверхности канала при лазерной сварке предпринимались авторами работы [9], а в [10] исследована линейная устойчивость формы парогазового канала с учетом влияния пространственного распределения интенсивности падающего излучения и выведены условия устойчивого существования парогазового канала. Описание временной динамики радиуса парогазового канала на основе редукции задачи к одному обыкновенному дифференциальному уравнению приведено в работе [11]. Исследования природы автоколебаний при лазерной сварке продолжаются и в последние годы [12].

Для детального понимания природы динамических процессов, протекающих в сварочной ванне при сварке с глубоким проплавлением, необходимо иметь динамическую модель сварочного процесса, основанную на физически адекватной картине процесса лазерной сварки с глубоким проплавлением. Кроме того, использование такой модели в системах контроля и управления требует возможности ее работы в режиме реального времени. Эти требования не позволяют создать динамическую модель лазерной сварки на базе прямых решений всех взаимосвязанных физических задач, протекающих при лазерной сварке, как это сделано для стационарной модели [13–15]. Наиболее целесообразный путь разработки такой ди-

* По материалам международной конференции «Laser technologies in welding and materials processing», 29 May–1 June, 2007, vil. Katsiveli, Crimea, Ukraine.



намической модели — это использование минимальных вариационных принципов и формализма механики Лагранжа (или Гамильтона), что позволяет свести модель к системе обыкновенных дифференциальных уравнений.

Для построения динамического описания активной зоны при лазерной сварке с глубоким проплавлением на основе механики Лагранжа необходимо прежде всего выбрать обобщенные координаты, временная динамика которых позволит с необходимой точностью описать все интересные для практических приложений процессы такие, как волновое движение поверхности парагазового канала, изменение формы и размеров сварочной ванны во времени и влияние движения канала в целом на изменение его глубины и радиуса. Необходимо также принимать во внимание влияние вязких сил в расплаве, процессов испарения и давления отдачи при испарении на динамику расплава. Первым этапом на этом пути является построение в явном виде функции Лагранжа, что требует знания кинетической и потенциальной энергии системы. Кинетическая энергия определяется движением расплава и требует для расчета знания поля скоростей течения. Сложность задачи приводит к необходимости использования геометрии модели и возможных упрощений при выводе уравнений движения с помощью Лагранжева формализма. Положим, что глубина проплавления $H_p \gg a$ (где a — радиус парагазового канала), и будем игнорировать отклонение стенок канала и сварочной ванны от направления оси лазерного луча. Схематическое деление активной зоны на части для облегчения вычисления кинетической энергии течения расплава и представление активной зоны с помощью конформного отображения показано на рис. 1.

Поскольку диапазон чисел Рейнольдса для типичных режимов лазерной сварки составляет 10...100, то течение расплава с достаточной точностью может быть принято потенциальным с пограничными слоями. В объеме расплава такое течение описывается потенциалом течения φ ,

удовлетворяющим уравнению Лапласа $\Delta\varphi = 0$ и следующим граничным условиям:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n}|_{\alpha\Omega_1} = 0; \quad \frac{\partial\varphi}{\partial n}|_{\alpha\Omega_2} = f(\theta, t),$$

где функция f , определяемая движением канала; n — нормаль к поверхности парагазового канала. Получить аналитическое решение задачи о потенциальном движении расплава в области, указанной на рис. 1, a невозможно, но с помощью конформного отображения, методы построения которого разработаны в [16], задачу можно свести к определению поля скоростей в области, ограниченной двумя коаксиальными цилиндрами с радиусами A и a , и далее строить все описание в пространстве отображения. Особенно удобно это сделать, если в пространстве отображения представить энергию как функцию только площадей сечения отображений канала проплавления S и парагазового канала s . Принимая во внимание волновое движение на поверхности канала и используя в этом случае разложение Фурье по s

$$s(z) = s_0 + \sum_{n=1}^{\infty} s_n \cos \frac{\pi n z}{H}$$

в неподвижной системе координат для описания формы поверхности, с использованием уравнения непрерывности можно получить выражение для вертикальной компоненты скорости v_z :

$$v_z = \frac{1}{S-s} \left(\dot{s}_0 z + s_0 \dot{H} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\dot{s}_n H}{\pi n} \sin \frac{\pi n z}{H} \right),$$

где S — площадь поперечного сечения отображения канала.

После ряда преобразований для расплава, находящегося между поверхностью образца и параллельной плоскостью, которая проходит через дно канала, получаем $E = E_{\perp} + E_z$, где E_{\perp} — кинетическая энергия течения расплава в плоскости, параллельной поверхности изделия:

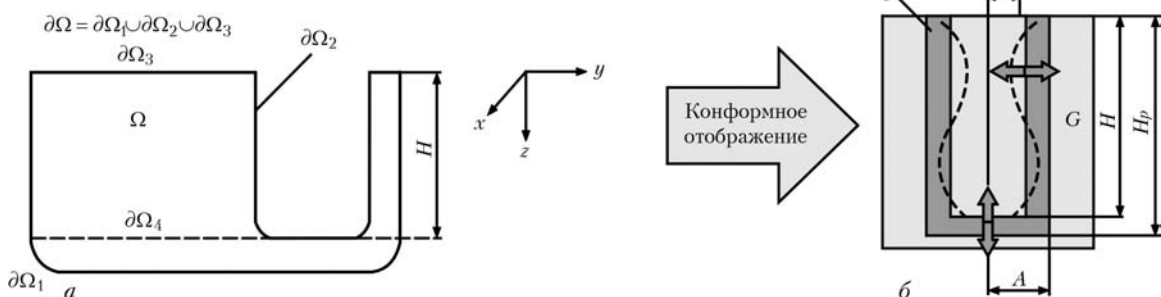


Рис. 1. Схема деления сварочной ванны (а) и ее конформное отображение (б): Ω — область расплава; $\partial\Omega$ — граница области расплава; A и a — соответственно радиусы образцов парагазового канала и границы сплавления на плоскости конформного отображения; H — глубина парагазового канала; H_p — глубина проплавления; G и g — образцы поверхности соответственно канала проплавления и порога канала



$$E_{\perp} = \pi H a^2 \left(\frac{\rho v_0^2}{2} \frac{A^2 + a^2}{A^2 - a^2} + \frac{\rho a^2}{2} \frac{A^4}{(A^2 - a^2)^2} \times \left(\ln \frac{A^2}{a^2} - 2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{a^2}{A^2} \right)^2 + \frac{1}{2} \right) \right);$$

$$Q_{s_0} = (p(s_0) - p_0)H - \frac{1}{3} \frac{\sigma}{a} H + (-1)^n \frac{2}{\pi^2} \frac{\sigma}{a} \frac{s_n}{s_0} \frac{H}{n^2};$$

$$Q_{s_n} = H \left[\frac{\partial p}{\partial s} \Big|_{s=s_0} \frac{s_n}{s_0} + \frac{\sigma}{a} \frac{s_n}{s_0} (-1)^n \frac{1}{\pi^2 n^2} + \frac{2}{\pi^2} \frac{\sigma}{a} \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq n}}^{\infty} \frac{s_k}{s_0} (-1)^{n+k} \frac{n^2 + k^2}{(n^2 - k^2)^2} \right];$$

$$E_z = \frac{\rho}{2(S-s_0)} \left\{ \dot{s}_0^2 H^2 \left(\frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{2s_n}{(\pi n)^2 (S-s_0)} \right) + s_0^2 \dot{H}^2 H + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{H^3 \dot{s}_n^2}{2(\pi n)^2} + s_0 H^2 \dot{s}_0 \dot{H} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(-1)^n - 1}{(\pi n)^2 (S-s_0)} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{2} \dot{s}_0 \dot{s}_n (s_{n-k} - s_{n+k}) \frac{H^3}{\pi^2 n k (S-s_0)} - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \dot{s}_0 \dot{s}_n \frac{H^3}{\pi^2 n} \left[\frac{2}{n} + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{1}{\pi S-s_0} \left(\frac{1}{(n+k)^2} + \frac{1-\delta_{nk}}{(n-k)^2} \right) \right] + \sum_{n=1}^{\infty} s_0 H^2 \dot{s}_n \dot{H} \frac{1}{\pi^2 n} \left[\frac{2(1-(-1)^n)}{n} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{s_k}{S-s_0} \left(\frac{(-1)^{n+k} - 1}{n+k} + \frac{1-\delta_{nk}}{n-k} \right) \right] \right\}$$

С целью определения $p(s_0)$ и $\frac{\partial p}{\partial s} \Big|_{s=s_0}$ была ана-

литически решена нестационарная тепловая задача. Для учета обобщенных вязких сил, согласно формализму механики Лагранжа, определим сначала диссипативную функцию $D = dE/dt$, а затем и обобщенную силу трения $R_i = (1/2) \partial D / \partial \dot{q}_i$. Решая задачу для течения расплава в пограничном слое фронта плавления, получаем выражение для диссипативной функции

где ρ — плотность расплава; v_0 — его скорость. Для придонной части канала кинетическая энергия E_b вычисляется аналогично:

$$E_b = \frac{\rho}{2} \frac{4\pi a^2 A^5}{2(A^2 - a^2)^2} \dot{H}^2 \frac{A}{H_p - H} \times \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{J_1(l_i \frac{a}{A})}{l_i^4 J_0(l_i)} + \frac{J_1(l_i \frac{a}{A})}{3l_i^2 J_0(l_i)} \left(\frac{H_p - H}{A} \right)^2 \right),$$

$$D_1 = -\rho P \sqrt{\frac{v}{\pi}} \int_{-\infty}^t \frac{dt}{t - \tau} \int_0^H \frac{dv_0}{dt} v_0(t) dz,$$

где P — периметр сечения фронта плавления ($P = 2\pi A$). Теперь можно получить уравнения Лагранжа (уравнения динамической модели) в виде

где l_i — корень уравнения $J_1(l_i) = 0$ (здесь J_0 и J_1 — функции Бесселя соответственно нулевого и первого порядка).

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = Q_i + R_i$$

Поскольку потенциальная энергия активной зоны является поверхностной, то для ее определения достаточно вычислить площадь свободной поверхности и умножить ее на значение удельной поверхностной энергии, равной коэффициенту поверхностного натяжения σ . Опустив члены, содержащие малый параметр s_n/s_0 , получаем

где q_i последовательно принимает значение $H, s_0, s_1, \dots, s_n, \dots$; L — функция Лагранжа.

$$\Pi = \sigma \left\{ \pi A^2 + 2\pi a H + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 s_n^2}{H \sqrt{s_0}} + 2H_1(A + a) \right\}.$$

Для выполнения вычислений система была сокращена на s_2 и полученная система из четырех обычных дифференциальных уравнений второго порядка решалась численно стандартным методом Рунге–Кутты шестого порядка точности. Для проверки разработанной модели проведена серия численных экспериментов по сварке низкоуглеродистой стали при мощности $Q = 1...10$ кВт и скорости сварки $v_{св} = 0,3...5$ см/с. На рис. 2, 3 приведены примеры вычислений при следующих параметрах: $Q = 3$ кВт, $v = 1$ см/с, поперечная мода ТЕМ₀₀, фокальный радиус луча 0,015 см (86 % полной мощности), фокусное расстояние 20 см. Начальные условия взяты из результатов моделирования лазерной сварки по стационарной модели [17].

Получить выражения для обобщенных сил Q_i , соответствующих выбранным обобщенным координатам s_0, s_n, H , можно используя определение $Q_i = \delta A_i / \delta q_i$, где δA_i — виртуальная работа на виртуальном перемещении δq_i . Тогда $Q_H = (p - p_0)s_0$, где p — давление пара внутри канала; p_0 — внешнее давление. Учитывая реактивную силу парового потока, окончательно можем записать

Когда избыточное давление пара внутри канала становится равным капиллярному, силовая часть уравнений обращается в нуль. Это условие определяет точку неустойчивого равновесия. Анализ фазовых портретов обобщенных координат показывает наличие ограниченных областей (аттракторов), плотно заполненных фазовыми траекториями, причем форма границ и размеры этих

$$Q_H = (p - p_0 + \rho_0 v_0^2) s_0,$$

где ρ_0 — плотность парового потока на выходе из парогазового канала.

Определим теперь Q_s . После ряда преобразований, пренебрегая малыми членами, получаем

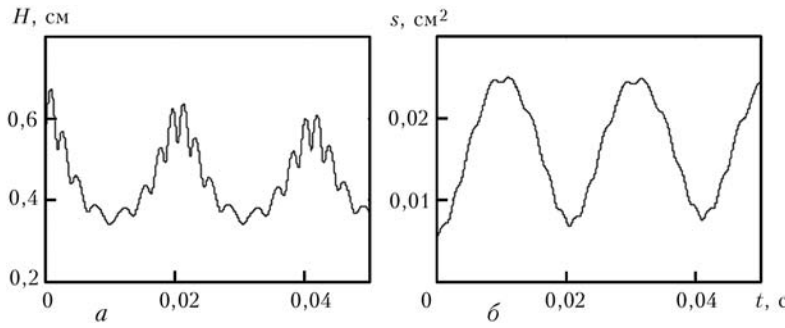


Рис. 2. Временное поведение глубины канала (а) и площади поперечного сечения (б)

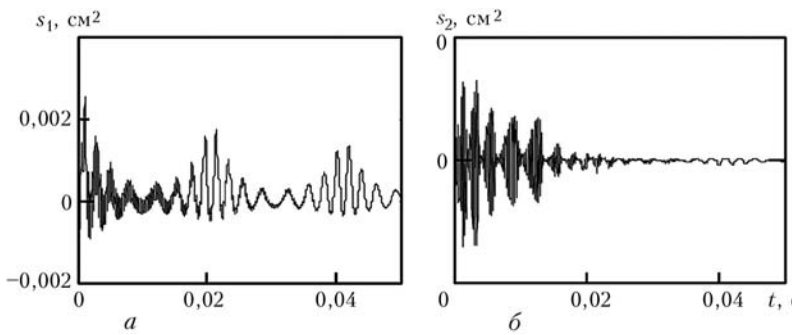


Рис. 3. Временное поведение волн на поверхности канала первого s_1 (а) и второго s_2 (б) порядка

аттракторов определяются параметрами режима сварки (скоростью, мощностью излучения, его модовым составом, параметрам фокусировки).

Результаты моделирования свидетельствуют о том, что различные обобщенные координаты имеют различные спектры колебаний. Низкие (менее 500 Гц) частоты типичны для случая колебаний радиуса канала. Интенсивность высокочастотных компонентов в спектре колебаний глубины канала больше, чем тех же компонентов в спектре колебаний радиуса. Волны первого s_1 и второго s_2 порядка имеют высокочастотный (более 10 кГц)

спектр. Эти спектры также зависят от глубины канала, причем повышение скорости сварки смещает спектры колебаний глубины канала в высокочастотную область.

Данная модель описывает нелинейные колебания глубины канала, амплитуды которых не являются малыми, что позволяет более точно исследовать гидродинамическую стабильность формы канала по сравнению с линейным анализом устойчивости [10].

На рис. 4 представлена зависимость между площадью s поперечного сечения канала, амплитудами волн s_1 и s_2 на поверхности канала, с одной стороны, и эмиссионными акустическими параметрами, с другой. Временная динамика акустической эмиссии наиболее близка к динамике высокочастотной обобщенной координаты s_2 , но частотный спектр находится в диапазоне меньших частот.

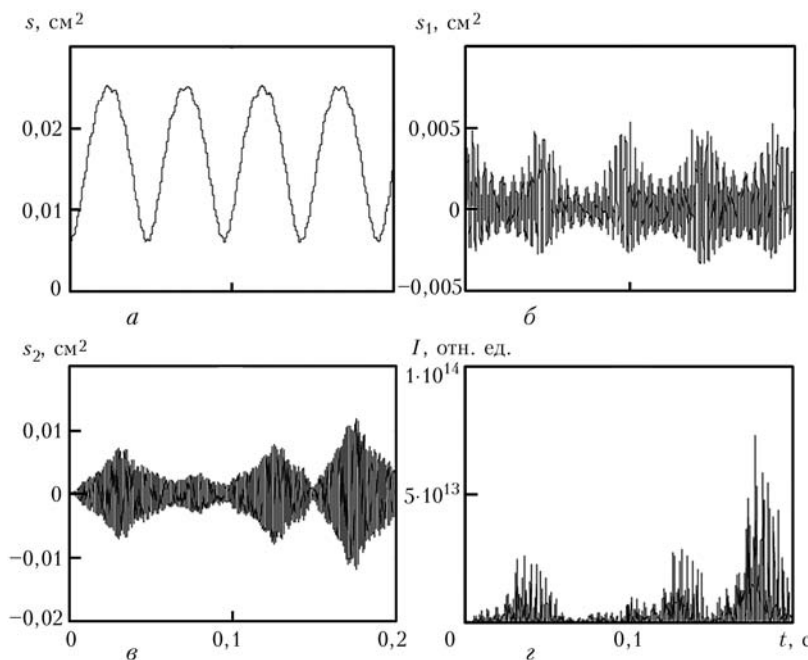


Рис. 4. Временные зависимости площади поперечного сечения канала s (а), амплитуд волн поверхности канала s_1 (б) и s_2 (в) и интенсивности I акустической эмиссии (г)

Возрастание мощности, а соответственно и увеличение глубины проплавления приводят к сдвигу частотного спектра в направлении меньших частот, что коррелирует с поведением спектров всех обобщенных координат динамической модели канала. Как показано на рис. 5, изменение скорости сварки приводит к соответствующим изменениям спектра акустической эмиссии, так что, по-видимому, определяющее значение здесь имеет глубина канала.

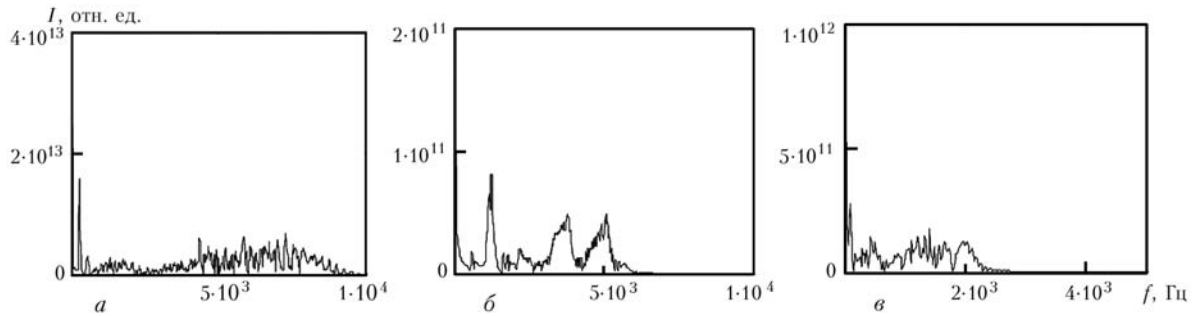


Рис. 5. Частотный спектр акустической эмиссии: а — $v_{св} = 5$ см/с, $H_p \approx 0,25$ см; б — $v_{св} = 3$ см/с, $H_p \approx 0,42$ см; в — $v_{св} = 1$ см/с, $H_p \approx 1,1$ см

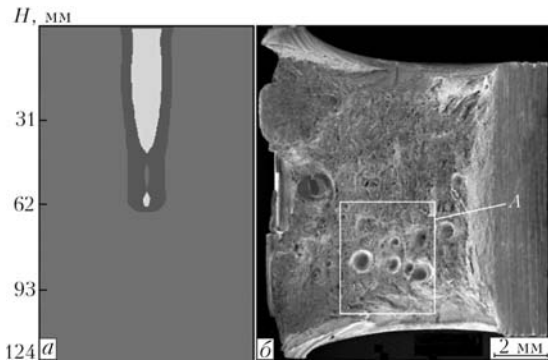


Рис. 6. Моделирование появления пористости, связанной с периодическими коллапсами парогазового канала (а) и экспериментально выявленные поры при лазерной сварке трубных сталей (б)

Разработанный математический формализм использован в системе CAE LaserCAD. Вместе с этой моделью LaserCAD теперь можно использовать для динамического анализа появления пористости и спайкинга (рис. 6).

Таким образом, представленная динамическая модель процесса лазерной сварки с глубоким проплавлением, основанная на вариационных принципах и учитывающая течение расплава, движение волн на поверхности парогазового канала, вязкость расплава, капиллярное давление, давление отдачи и параметры излучения, позволяет анализировать динамическое поведение сварочной ванны как для непрерывного, так и для импульсного излучений.

1. *Porosity formation mechanism and its prevention in laser welding* / A. Matsunawa, M. Mizutani, S. Katayama, N. Seto // *Welding Intern.* — 2003. — 17(6). — P. 431–437.
2. *Theoretical description of the dynamic phenomena in laser welding with deep penetration* / V. Lopota, G. Turichin, I. Tzibulsky et al. // *SPIE Proc.* — 1999. — Ser. 3688. — P. 98–107.
3. *Process instability in laser welding of aluminum alloys at the boundary of complete penetration* / T. Forsman, J. Powell,

- C. Magnusson // *J. Laser Applications.* — 2001. — Okt., 13, iss. 5. — P. 193–198.
4. *Bashenko V. V., Mitkevich E. A., Lopota V. A. Peculiarities of heat and mass transfer in welding using high energy density power sources* // 3d Intern. coll. on EBW. — Lion, 1983. — P. 61–70.
5. *Лопота В. А., Смирнов В. С. Структура материала и его параметры в зоне действия луча при лазерной сварке с глубоким проплавлением* // *Физ. и химия обработки материалов.* — 1989. — № 2. — С. 104–115.
6. *Dynamics of keyhole and molten pool in laser welding* / Akira Matsunawa, Jong-Do Kim, Naoki Seto et al. // *J. Laser Applications.* — 1998. — Dec., 10, iss. 6. — P. 247–254.
7. *Zuev I. V., Selishev S. V., Skobelkin V. I. Self-oscillations under action of high density energy source on materials* // *Phys. and Chem. of Material Treatment.* — 1980. — № 6. — P. 3–7.
8. *Углов А. А., Селищев С. В. Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии.* — М.: Наука, 1987. — 152 с.
9. *Мирзоев Ф. Х. Испарительно-капиллярная неустойчивость в глубокой парогазовой каверне* // *Квант. электроника.* — 1994. — 21(2). — P. 147–150.
10. *Туричин Г. А. Гидродинамические аспекты устойчивости парогазового канала при лучевых видах сварки* // *Физ. и химия обработки материалов.* — 1996. — № 4. — С. 74–81.
11. *Melt pool dynamics during laser welding* / V. V. Semak, J. A. Hopkins, V. H. McCay et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 1995. — 28. — P. 2443–2450.
12. *Mechanism of keyhole formation and stability in stationary laser welding* / Y. Lee Jae, H. Ko Sung, F. Farson Dave, D. Yoo Cgoong // *Ibid.* — 2002. — 35. — P. 1570–1576.
13. *Kaplan A. A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile* // *Ibid.* — 1994. — 27. — P. 1805–1814.
14. *A tool for efficient laser processing* / E. Beyer, M. Dahmen, B. Fuerst et al. // *Proc. of 14th Intern. Congr. on application of lasers ICALEO-95.* — San Diego, USA, 1995. — P. 1035–1039.
15. *Powerful features for LBW-including theoretical aspects* / B. Schulz, S. Fuerst, G. Kaieryly et al. // *ICALEO'96.* — Detroit, USA, Orlando, Fla.: LIA, 1996. — P. 1–9.
16. *Туричин Г. А. Теоретические основы и моделирование лучевой сварки металлов с глубоким проплавлением.* — Дис. ... д-ра техн. наук. — СПб., 2000. — 229 с.
17. *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.

Modelling of dynamic processes occurring in the weld pool in laser welding with deep penetration is considered. Mathematical model was developed on the basis of the Lagrange mechanics formalism to describe dynamic behaviour of the weld pool, allowing for peculiarities of hydrodynamics and inter-phase heat and mass exchange in the weld pool. The results obtained make it possible to quantitatively describe self-oscillations of the penetration channel and keyhole. The model allowed analysing the keyhole collapse processes leading to formation of defects.

Поступила в редакцию 20.02.2008