

## Математическое моделирование процесса возникновения эффекта самоконцентрации лазерного излучения в парогазовом канале

Шилов И.В., Чашин Е.А., кандидаты техн. наук

Предлагается математическая модель формирования канала проплавления при воздействии комбинированного лазерного излучения. Получены распределения поглощенной мощности лазерного излучения в канале, коррелирующие с известными результатами, а также распределение поглощенной интенсивности, не вызывающее возникновения дефектов роста канала.

*Ключевые слова:* математическое моделирование, модулированное лазерное излучение, парогазовый канал.

## Mathematical modeling of process of occurrence of self-concentration effect of laser radiation in pairgas channel

Shilov I.V., Chashchin E.A., Cand. Tech. Sci.

The mathematical model of formation of the welding channel by action of the combined laser radiation is developed. The results of modeling correlate with known results. The simulated distribution of the absorbed intensity does not cause occurrence of defects of growth of the channel.

*Key words:* mathematical modeling modulated laser radiation, pairgas channel.

Получение глубоких сварных швов с малым поперечным размером возможно при сварке импульсным лазерным излучением (ЛИ) [1, 2]. В этом случае получение сварных швов с малым поперечным размером и глубиной, превышающей максимальную глубину плавления, соответствующую кондуктивному механизму теплопередачи, возможно при условии образования и роста парогазового канала (ПГК). При сварке алюминиевых сплавов комбинированным излучением совместно двух парциальных лазеров, один из которых работает в режиме модуляции добротности, другой – в режиме свободной генерации [3], одновременно достигнуто снижение уровня дефектов сварных швов и удвоение глубины и энергетической эффективности проплавления по сравнению с импульсным режимом сварки. Наиболее вероятным механизмом повышения эффективности комбинированного лазерного воздействия является снижение отражательных и непроизводительных потерь мощности ЛИ в ПГК, которое наступает скачкообразно в момент возникновения эффекта самоконцентрации ЛИ. Поэтому исследование условий и определение времени возникновения эффекта самоконцентрации является актуальной задачей для моделирования.

В настоящее время известны траекторный и обобщающий методы оценки перераспределения и поглощения ЛИ в ПГК при его многократном переотражении [4–8]. Однако применение траекторного метода сопровождается ложным возникновением на дне канала вблизи оси дефекта формы ПГК в виде «шипа», который периодически возникает на отрезках заглупления 100–200 мкм. Можно предположить, что этот дефект является следствием неравномерности распределения тепловы-

деления на фронте поглощения ЛИ, а его масштаб напрямую зависит от степени согласованности траекторной и тепловой модели, т.е. от уровней «демпфирования» неровности поверхности канала и неравномерности распределения тепловыделения.

При обобщающем подходе в оценке интенсивности переотраженного ЛИ [4, 5, 9] предлагается мощность ЛИ, полученную после 1-го переотражения, локализовать в нижней части канала, начиная с глубины  $Z_0 = 0,5(Z_c^2 - D_c^2)/Z_c$ , а для всех последующих переотражений распределять переотраженную мощность равномерно по всей площади поверхности канала, включая площади входного и выходного отверстия (здесь  $Z_c$  – глубина канала,  $D_c$  – диаметр входного отверстия). Обобщающий подход не учитывает профиль поверхности канала и имеет скачкообразное включение эффекта переотражения в процесс моделирования (по условию  $Z_c > Z_0$ ).

Искажения процессов формообразования ПГК, вносимые этими методами, не позволяют выполнить адекватное моделирование процесса возникновения эффекта самоконцентрации ЛИ при воздействии комбинированного ЛИ, имеющего тонкую структуру временной модуляции, что делает актуальной разработку математической модели формирования ПГК, учитывающей многократные переотражения ЛИ, начиная с момента возникновения канала.

Процесс удаления материала в режиме испарения при комбинированной обработке осуществляется высокоинтенсивными нс-импульсами модулированного ЛИ. Рассмотрим классическое описание процесса испарения материала импульсным ЛИ в одностационарном приближении.

В этом приближении уравнение теплопроводности в системе координат, привязанной к локальной точке движущейся поверхности испарения, есть уравнение движения фазового фронта, которое может быть записано как

$$\frac{d^2T}{dz^2} + \frac{v_0}{a} \frac{dT}{dz} = 0, \quad (1)$$

где  $v_0$  – скорость движения фронта испарения;  $a$  – коэффициент температуропроводности.

Одномерная постановка задачи обусловливается тем, что за время воздействия нс-импульса ЛИ длительностью  $\tau_i$  тепловой фронт проходит расстояние  $L_t$ , много меньшее размеров поперечной неоднородности луча

$$L_t = \sqrt{4a\tau_i}. \quad (2)$$

Тепловыделение в (1) учитывается граничным условием локального теплового баланса, которое привязано к поверхности ( $z = 0$ ) и движется вместе с фронтом испарения:

$$-\lambda_T \frac{\partial T}{\partial z} = q - v_0 \gamma \Delta \varpi, \quad (3)$$

$$\Delta \varpi = L_b + 2,5 \frac{R_U T}{M},$$

где  $q$  – поглощенная интенсивность излучения;  $\gamma$  – плотность материала;  $\lambda_T$  – его теплопроводность;  $M$  – молярная масса;  $\Delta \varpi$  – разность удельных энтальпий твердой (жидкой) и газообразной фаз;  $L_b$  – удельная теплота испарения;  $R_U$  – универсальная газовая постоянная.

Второе граничное условие в приближении полубесконечного тела справедливо на любой глубине, превышающей расстояние  $L_t$  (2):

$$T(z = \infty) = 0. \quad (4)$$

Тогда решение уравнения (1) удобно записать в виде

$$T(z) = T_S \exp\left(-\frac{z v_0}{a}\right), \quad (5)$$

где  $T_S$  – температура фронта испарения, которая устанавливается из баланса процессов испарения и теплопроводности внутри материала.

Для нахождения температуры  $T_S$ , а также скорости движения фронта испарения рассмотрим систему уравнений

$$\begin{cases} v_0 = \frac{q}{\gamma \left( L_b + \frac{2,5 R_U T_S}{M} \right)}, \\ v_0 = c \exp\left(-\frac{L_b}{R_U T_S}\right), \end{cases} \quad (6)$$

$$c = \left[ \frac{4\pi}{9} (c_l^{-3} + 2c_t^{-3}) \right]^{\frac{1}{3}},$$

где  $c$  – скорость, близкая к скорости звука в конденсированном теле (т.е. в металле) и зависит от выбранной модели решетки (выражение записано для дебаевской модели решет-

ки);  $c_l$  и  $c_t$  – скорости продольных и поперечных волн соответственно.

При решении системы уравнений (6) в большинстве случаев применимо допущение  $L_b \gg RT$ , в результате чего получаются следующие выражения:

$$T_S = \left( -\frac{L_b M}{k} \right) \ln^{-1} \left( \frac{qM}{c L_b \gamma} \right), \quad (7)$$

$$v_0 = \frac{qM}{L_b \gamma}.$$

Тогда в приближении квазистационарного процесса испарения перемещение фронта испарения за импульс длительностью  $\tau_i$  составит

$$\Delta z(t) = v_0 (\tau_i - t_0), \quad (8)$$

где  $t_0$  – время выхода процесса испарения на квазистационарный режим:

$$t_0 = \frac{a}{v_0^2} \frac{9\pi}{4 \left( \frac{L_b}{R_U T^*} + 2,5 \right)^2}. \quad (9)$$

Построим математическую модель преобразования ЛИ в канале проплавления. Представим пучок ЛИ, попадающий в ПГК, в виде набора парциальных лучей, количество которых  $N_{pb}$  многократно превышает количество узлов, описывающих профиль канала  $N_r$ . Отличие предлагаемой модели от известных [2, 4–8] заключается в том, что предлагается оценивать не баланс падающих и отраженных интенсивностей парциального луча ЛИ при каждом его падении на поверхность, а баланс падающей и поглощенной мощности парциального луча. Тогда в случае падения парциального луча ЛИ на окрестность только одного узла линии, формирующей поверхность канала, доля поглощенной мощности запоминается именно для этого узла в массиве  $P_{chan}$ . В случае, когда ЛИ освещает сразу серию узлов поверхности, доля поглощенной мощности будет распределяться по всем облучаемым узлам пропорционально угловой доле узла в створе парциального луча (рис. 1), причем суммарная поглощенная мощность для группы облучаемых узлов вычисляется с учетом наклона и температуры поверхности канала в каждом узле. Далее из мощности падающего парциального луча ЛИ вычитается суммарная мощность, поглощенная в узлах профиля поверхности канала, и получается результирующая отраженная мощность парциального луча, которая для последующего акта падения парциального луча на поверхность является падающей.

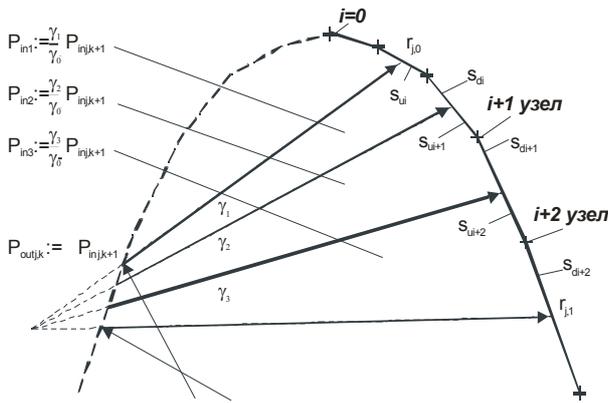


Рис. 1. Формирование распределения долей мощностей поглощенного излучения:  $S_{di}$  и  $S_{ui}$  – площади конических половинок сегмента поверхности канала, примыкающего к  $i$ -му узлу;  $P_{in}$  – мощность парциального луча, падающего на поверхность канала;  $P_{out}$  – мощность парциального луча после его отражения от стенки канала;  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  – углы между временно расщепленными компонентами парциального луча при облучении нескольких узлов профиля канала

Таким образом, при рассмотрении заданного количества переотражений для каждого из парциальных лучей, остающихся в канале, в массиве  $P_{chan}$  (имеющем размерность, равную количеству узлов  $Nr$ ) будут просуммированы все доли поглощенных мощностей парциальных лучей ЛИ. Следовательно, разделив мощность, накопленную в конкретном узле, на площадь поверхности канала, примыкающего к этому узлу, получится распределение интенсивности излучения в канале. При таком решении задачи переотражения ЛИ даже остро сфокусированные парциальные лучи не будут давать нереально большого вклада в поглощенную интенсивность, ввиду того что конечное значение поглощенной мощности парциального луча будет распределено на фиксированное значение площади поверхности, примыкающей к узлу (данная площадь равна половине площади усеченного конуса, сформированного отрезком между узлами с индексами  $i-1$  и  $i$ , и половине площади усеченного конуса, сформированного отрезком между узлами с индексами  $i$  и  $i+1$ ) (рис. 1).

Рассмотрим особенности моделирования в 2-мерной области процесса формирования канала серийей нс-импульсов с учетом многократного переотражения ЛИ от стенок ПГК.

Траекторный метод, учитывающий переотражения ЛИ, положенный в основу модели, позволяет адекватно описывать процессы роста канала проплавления. Однако на начальной стадии роста канала, когда имеется только однократное облучение ЛИ узлов тепловой расчетной сетки, описывающих форму канала, учет мощности переотраженного ЛИ в ряде узлов сетки с периодом, примерно равным  $Npb/Nr$ , покажет, что удельная поглощенная мощность будет на единицу мощности отдельного парциального луча больше, чем в соседних узлах расчетной сетки. Т.е. распре-

деление поглощенной интенсивности в узлах тепловой расчетной сетки будет иметь локальную периодическую неоднородность с уровнем порядка  $Nr/Npb$ , что наиболее заметно при  $Npb/Nr < 10$  и вызывает увеличение погрешности в построении диаграмм роста канала проплавления и распределенной интенсивности.

Для устранения данного источника систематической погрешности распределение мощности поглощенного излучения при первом падении излучения на поверхность будем находить не через сумму поглощенных мощностей парциальных лучей, примыкающих к узлу расчетной тепловой сетки, а следующим образом:

$$P_{chan_{i,j}} = \int_{r_i-0.5hr}^{r_i+0.5hr} I(r) \cos(\theta_{i,j}) (1 - R(T_{i,j}, \theta_{i,j})) 2\pi r dr, \quad (10)$$

где  $I(r)$  – интенсивность падающего излучения (без учета разбиения на парциальные лучи);  $r_i = i \cdot hr$  – радиус узла расчетной тепловой сетки с шагом  $hr$ ;  $\theta_{i,j}$ ,  $T_{i,j}$  – соответствующие этому узлу угол наклона и температура поверхности;  $R$  – отражательная способность поверхности;  $j$  – номер импульса в серии нс-импульсов.

Тогда последующие переотражения ЛИ от стенок растущего канала будут учитываться добавлением их к распределению  $P_{chan}$ , полученному по (10) для первоначального падения излучения ЛИ на поверхность.

Также для сглаживания профиля поверхности растущего канала изменим порядок вычисления смещения локального участка поверхности  $\Delta z_{i,j}$ . Пусть объем локально удаляемого в режиме испарения материала за один нс-импульс равен

$$dV_{i,j} = \frac{P_{chan_{i,j}} M(\tau_i - t_{0i,j})}{\gamma(L_b + 2,5R_U T_{i,j})}. \quad (11)$$

Локальное изменение объема фигуры, образованной вращением вокруг оси участка профиля  $z(r)$ , равно

$$dV_{i,j}(\Delta z_{i,j}) = \int_{r_i-0.5hr}^{r_i+0.5hr} z_{i,j}(r) 2\pi r dr - \int_{r_i-0.5hr}^{r_i+0.5hr} z_{i,j-1}(r) 2\pi r dr. \quad (12)$$

При линейном представлении профиля  $z(r)$  смещение  $\Delta z_{i,j}$  может быть выражено через величину  $dV_{i,j}$ , причем для дефектов поверхности канала в виде пиков и впадин смещение  $\Delta z_{i,j}$  будет иметь разные значения: для испарения одинакового объема материала требуется больший сдвиг  $\Delta z_{i,j}$  на пике и меньший на впадине, чем при движении плоского фронта испарения. Т.е. затраты энергии на испарение локального участка канала со сложным профилем будут учтены более адекватно, чем по выражениям (7) и (8), что сглаживает дефекты поверхности. Ниже приведена Mathcad-

процедура, вычисляющая смещение центрального узла  $\Delta z_{ij}$  через величину локально удаляемого объема  $dV$  для участка профиля поверхности, линейно представляемого тремя узлами с координатами  $(R1, Z1)$ ,  $(R2, Z2)$  и  $(R3, Z3)$ :

$$dZdV(dV) := \begin{cases} dR2 \leftarrow R2 - R \\ dR1 \leftarrow R - R1 \\ B1 \leftarrow \pi \cdot (R^2 - R1^2) \text{ if } Z = Z1 \\ B1 \leftarrow \pi \cdot dR1^{-1} \cdot \left[ \frac{R1^3}{3} + R^2 \cdot \left( \frac{2}{3} \cdot R - R1 \right) \right] \text{ otherwise} \\ B2 \leftarrow \pi \cdot (R2^2 - R^2) \text{ if } Z = Z2 \\ B2 \leftarrow \pi \cdot \left[ (R2^2 - R^2) - dR2^{-1} \cdot \left[ \frac{R^3}{3} + R2^2 \cdot \left( \frac{2}{3} \cdot R2 - R \right) \right] \right] \text{ otherwise} \\ \frac{dV}{B1 + B2} \end{cases}$$

Рассмотрим результаты моделирования в 2-мерной области процесса формирования канала серией нс-импульсов до возникновения эффекта самоконцентрации излучения. Моделирование проводилось в приближении лазерной сварки алюминиевых сплавов типа Д16 комбинированным ЛИ с длиной волны 1,064 мкм. На рис. 2, 3 показаны динамика роста канала и изменение характера распределения поглощенной мощности и интенсивности ЛИ на стенках растущего канала при воздействии цуга импульсов модулированного излучения с энергией единичного импульса в цуге 0,1 Дж и длительностью 100 нс. Энергия цуга составляла 2 Дж, а размер лазерного пятна по уровню 1/e в зоне воздействия 300 мкм.

При заданных параметрах моделирования  $N_{pb} = 500$  (количество парциальных лучей) и  $N_r = 120$  (количество узлов 2-мерной расчетной сетки профиля канала  $z(r)$ ,  $r \geq 0$ ) формирование узкой полости в лидирующей части канала началось при плотности энергии 1,56 кДж/см<sup>2</sup> под воздействием 11-го импульса цуга (рис. 2, кривая 4).

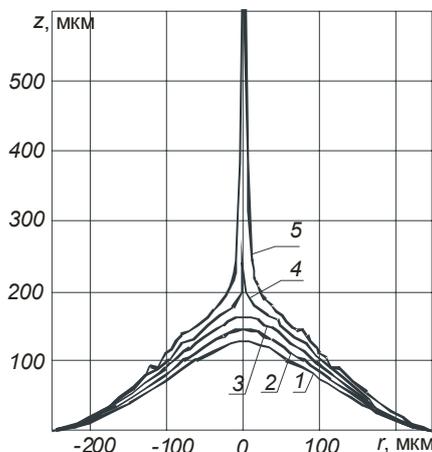


Рис. 2. Профили образующегося канала при воздействии 8-го, 9-го, 10-го, 11-го и 12-го импульсов (линии 1–5 соответственно) из цуга импульсов модулированного излучения

Анализ графиков (рис. 2) показывает, что формирование узкой полости началось на глубине 180–200 мкм, т.е. при аспектном соотношении канала менее 0,5. Полагаем, что это связано с влиянием дополнительного переотражения ЛИ в канале, формирование которого начинается воздействием 8–10-го импульсов (рис. 2, кривые 1–3). Возникающий в результате локальный максимум удельной по отношению к узлу профиля поглощенной мощности ЛИ начинает смещаться к центру канала, вызывая его интенсивный рост (рис. 3, кривые 3–4).

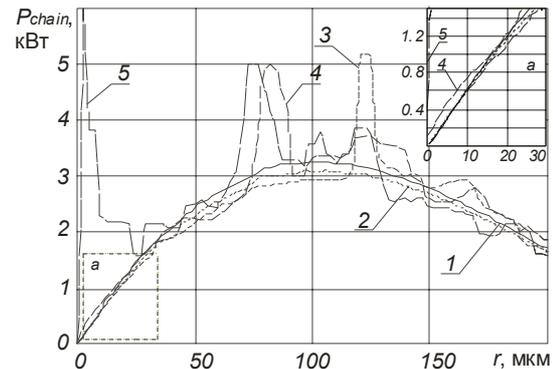


Рис. 3. Распределение поглощенной мощности ЛИ в узлах профиля растущего канала при воздействии 8, 9, 10, 11 и 12 импульсов (линии 1–5 соответственно) из цуга импульсов модулированного излучения

Т.е. формирование узкой полости в лидирующей части канала начинается тогда, когда в центральную часть канала, где на 0-й узел профиля приходится многократно меньшая, чем для всех остальных узлов профиля канала, площадь примыкающей поверхности канала, попадает любая, сколь угодно малая часть отраженной мощности со стенок канала. Так, на увеличенном фрагменте распределения  $P_{chan}$  (рис. 3) видно, что на 11-м импульсе (рис. 3, кривая 4), по сравнению с предыдущими импульсами (рис. 3, кривая 1–3), удельная поглощенная мощность 0-го узла профиля канала увеличивается в 5 раз, а на 12-м импульсе (рис. 3,а, кривая 5) — еще в 4 раза, что сопровождается практически 5-кратным ростом поглощенной интенсивности ЛИ в центре канала.

### Заключение

На основе траекторного метода разработана оригинальная модель формирования канала лазерного проплавления с учетом перераспределения мощности ЛИ в растущем канале.

Результаты моделирования показали возможность возникновения эффекта самоконцентрации излучения в канале с аспектным соотношением 0,5 и глубиной 200 мкм при его формировании цугом нс-импульсов с энергией порядка 1 Дж. Полученные результаты качественно и количественно соответствуют результатам натурального эксперимента.

Использование в составе системы комбинированного ЛИ парциального лазера, генерирующего цуги нс-импульсов, позволит интенсифицировать процесс лазерного проплавления при одновременном снижении непроизводительных потерь энергии и материала.

#### Список литературы

1. Лазерные системы с пассивной модуляцией добротности для прецизионных технологий / Т.Т. Басиев, А.В. Федин, И.В. Шилов, Е.А. Чашин // Изв. Академии наук. Сер. физическая. – 2001. – Т. 65. – № 6. – С. 891–896.

2. Каюков С.В. Расширение возможностей импульсных YAG-лазеров миллисекундного диапазона длительности в технологии // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 11. – С. 941–948.

3. Патент РФ N 2186667. Способ лазерной сварки металлов и сплавов / Т.Т. Басиев, А.В. Федин, И.В. Шилов, Е.А. Чашин // Выдан Российским агентством по патентам и товарным знакам 10. 08. 2002.

4. Судник В.А., Радаи Д., Ерофеев В.А. Компьютерное моделирование лазерно-лучевой сварки: модель и

верификация // Сварочное производство. – 1997. – № 1. – С. 28–33.

5. Sudnik W.A., Erofeev W.A., Radaj D. Numerical modelling and simulation of laser beam welding for production engineering and design development // Proceedings of SPIE. – 1999. – Vol. 3688. – P. 126–135.

6. Судник В.А., Радаи Д., Ерофеев В.А. Компьютерная имитация формирования шва при лазерно-лучевой сварке с зазором // Сварочное производство. – 1999. – № 8. – С. 9–14.

7. Лопота В.А., Сухов Ю.Т., Туричин Г.А. Модель лазерной сварки с глубоким проплавлением для применения в технологии // Известия академии наук. Серия физ. – 1997. – Т. 61. – № 8. – С. 1613–1618.

8. Theoretical description of dynamic phenomena in laser welding with deep penetration / V.A. Lopota, G.A. Turichin, I.A. Tsibulky, E.A. Valdaytseva, E.W. Kreutz, W. Shultz // Ed. by Vladimir Ya. Panchenko, Vladimir S. Golubev. Proceedings of SPIE. – 1999. – Vol. 3688. – P. 98–107.

9. Левин Ю.Ю., Ерофеев В.А., Судник В.А. Компьютерная модель формирования шва при импульсной лазерной сварке: I Междунар. Интернет-конф. «Компьютерные технологии в соединении материалов». – Тула, 2005.

Шилов Игорь Вячеславович,  
ГОУ ВПО «Ковровская государственная технологическая академия имени В.А. Дегтярёва»,  
кандидат технических наук, доцент кафедры лазерной физики и технологии,  
телефон (49232) 3-13-47,  
e-mail: kanircha@list.ru

Чашин Евгений Анатольевич,  
ГОУ ВПО «Ковровская государственная технологическая академия имени В.А. Дегтярёва»,  
кандидат технических наук, доцент, зав. кафедрой электротехники,  
телефон (49232) 3-13-47,  
e-mail: kanircha@list.ru