

# Расширение возможностей импульсных YAG-лазеров миллисекундного диапазона длительности в технологии сварки

С.В.Каюков

*На основе исследований зависимости динамических параметров роста парогазового канала и глубины зоны плавления от формы импульсов лазерного излучения и пространственных параметров пучка сформулированы требования к характеристикам излучения, обеспечивающим многократное увеличение глубины плавления по отношению к глубине, считавшейся предельной. Создана новая лазерная установка для глубокой высококачественной сварки. Обоснована роль буферного объема расплава в подавлении выброса жидкого металла из зоны нагрева при прогибе поверхности расплава. Экспериментально зафиксировано увеличение скорости роста парогазового канала в процессе увеличения его длины (самоконцентрация теплового источника). На глубинах, соответствующих преимущественно вертикальной ориентации потоков жидкости, обнаружено крупномасштабное вихревое движение расплава. Экспериментально выявлено наличие экстремума зависимости глубины проникновения фронта плавления от апертурного угла  $\beta$  и установлено, что максимальная глубина достигается при  $\beta = 0.075 - 0.080$  рад. Даны рекомендации по проектированию импульсных лазерных технологических установок для высококачественной глубокой сварки металлов.*

**Ключевые слова:** лазерная сварка, лазерное плавление, парогазовый канал.

## Введение

Воздействие мощного лазерного излучения на металлы и сплавы в том случае, если его длительность превышает  $10^{-8}$  с, а интенсивность излучения меньше  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, что, как правило, выполняется для импульсных твердотельных лазеров в режиме свободной генерации, можно рассматривать, заменив лазер эквивалентным источником тепла [1–4]. Изучение физических процессов, протекающих при лазерном нагреве, в значительной степени стимулируется богатыми возможностями его эффективного использования для решения разнообразных технологических задач, главным образом связанных с плавлением и испарением облучаемого материала. В частности, сварка деталей предполагает нагрев их материала до температур выше точки плавления и образование общей ванны расплава.

Наибольший интерес представляют такие режимы сварки, при которых имеет место сильный прогиб свободной поверхности расплава и обеспечивается рост длины парогазового канала, выполняющего роль светопровода, транспортирующего лазерное излучение на холодное дно [4]. Именно в этом случае обеспечиваются наибольшая глубина зоны плавления и наивысшая эффективность использования энергии излучения.

Стационарный режим плавления с парогазовым каналом, находящимся в равновесии с окружающей жидкостью, в течение ряда лет является предметом активных исследований фундаментального и прикладного характера [5–7]. Прогиб поверхности расплава, образование и рост длины парогазового канала при импульсном на-

греве сопровождаются вытеснением расплава на поверхность и выбросом частиц жидкого металла из зоны воздействия. В связи с этим считается общепризнанным, что импульсное лазерное излучение миллисекундной длительности применимо для сварки деталей только малых толщин (менее 2 мм), когда плавление может быть реализовано без формирования парогазового канала. Это является причиной того, что импульсные технологические лазеры не получили существенного развития в последние десятилетия. В качестве примера можно привести лазер RSY 500Y фирмы Rofin Sinar или серию лазеров HL фирмы Naas со средней мощностью до 500 Вт и энергией в импульсе до 80 Дж, которые при высоких энергетических параметрах тем не менее не обеспечивают глубину плавления более 2 мм.

Предельная глубина плавления  $z_0$  при передаче тепла за счет теплопроводности может быть оценена, например, по известному выражению для температуры  $T(z, t)$  полубесконечного тела, нагреваемого через поверхность  $z = 0$  постоянным тепловым потоком  $q_0$  [8]:

$$T(z, t) = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{kt} \operatorname{ierfc} \left( \frac{z}{2\sqrt{kt}} \right), \quad (1)$$

где  $\lambda$  и  $k$  – коэффициенты теплопроводности и температуропроводности. Полагая, что температура на поверхности равна температуре кипения, а на искомой глубине  $z_0$  – температуре плавления, для железа при  $t = 0.01$  с из (1) легко получить  $z_0 \approx 0.3$  мм. Предельная энергия  $W_0$  импульса лазерного излучения при радиусе зоны фокусировки излучения на поверхности образца  $r = 0.15$  мм составляет примерно 3 Дж.

Таким образом, при кондуктивной теплопередаче глубина плавления и энергозатрат в металл оказываются сильно ограниченными. Произвольное увеличение мощности излучения, когда имеет место сильный прогиб свободной поверхности расплава и возникают условия для

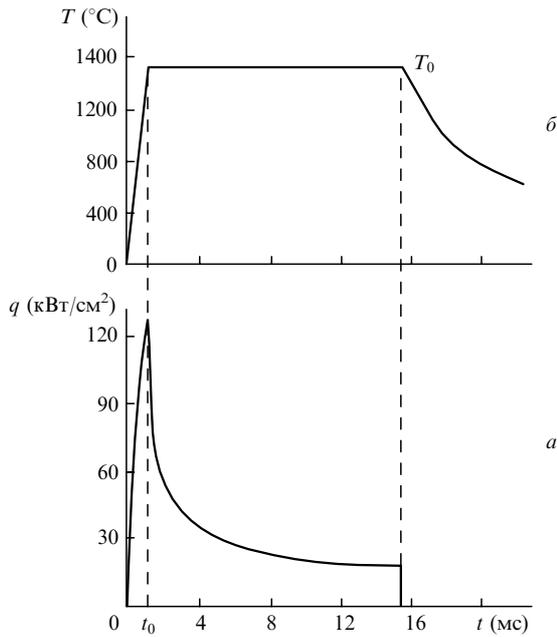


Рис.1. Расчетная форма импульса излучения (а), обеспечивающего постоянную температуру (б) на облучаемой поверхности в течение всего времени воздействия.

зарождения парогазового канала, приводит к нарушению устойчивости жидкого металла и выбросу частиц расплава из зоны нагрева. Поскольку выброс жидкости происходит под действием реактивного давления паров металла, которое определяется температурой поверхности расплава, то оптимизацию формы импульса излучения следует проводить по критерию постоянства температуры поверхности в течение действия импульса.

В упрощенном варианте эту задачу можно проиллюстрировать на одномерной модели полубесконечного тела с постоянными теплофизическими параметрами, без учета теплоты плавления. Решение задачи хорошо известно [8]. Для поверхности его можно записать в виде

$$T(0, t) = \kappa^{1/2} \lambda^{-1} \pi^{-1/2} \int_0^t \frac{q(y) dy}{\sqrt{t-y}}. \tag{2}$$

Пусть, начиная с некоторого момента времени  $t_0$ , температура поверхности постоянна ( $T(0, t > t_0) = T_0$ ), а до момента  $t_0$  она, например, растет линейно. В этом случае, пользуясь известным решением задачи Абеля, для функции теплового потока можно записать

$$q(t) = \begin{cases} \frac{2T_0\lambda}{t_0\sqrt{\kappa\pi}} \sqrt{t}, & t < t_0, \\ \frac{2T_0\lambda}{t_0\sqrt{\kappa\pi}} (\sqrt{t} - \sqrt{t-t_0}), & t \geq t_0. \end{cases} \tag{3}$$

На рис.1 дан вид функции  $q(t)$  (3) и соответствующая ей температура на облучаемой поверхности. Однако сделанные при получении (3) допущения не могут быть применены в случае плавления металлов на достаточно большую глубину, когда большой вклад в тепло- и массоперенос вносят конвективные потоки в ванне расплава.

Целью настоящей работы является физическое обоснование разработки импульсных лазеров нового поколения для высококачественной сварки с глубиной плавления, многократно превышающей предельную для лазеров старого поколения.

### 1. Эксперимент

Для проведения экспериментов была создана лазерная установка на базе импульсного YAG-лазера с двумя активными элементами ГП  $6.3 \times 100$  мм. Отличительной ее особенностью является возможность плавной перестройки формы импульсов излучения в широких пределах и длительности импульсов от 1.5 до 20.0 мс. Это было достигнуто за счет разделения емкостного накопителя в схеме источника питания на 12 независимых секций [9]. Все секции заряжались до одного и того же напряжения, задаваемого с помощью блока управления. Изменение формы импульсов обеспечивалось независимым изменением емкости и индуктивности каждой секции, а также изменением времени задержки разряда каждой из секций по отношению к управляющему импульсу.

В качестве примера на рис.2 показано 12 форм импульсов, расположенных в порядке возрастания длительности переднего фронта. В установке использовался устойчивый резонатор длиной от 42 до 120 см с плоским выходным и сферическим глухим ( $R = 240$  см) зеркалами, позволявший получать при введении дополнительной диафрагмы параметр качества лазерного пучка до 2 мм-мрад. Сменные диафрагмы имели диаметры 1.5, 2.0, 2.5, и 3.8 мм. Лазерное излучение преобразовывалось телескопом с кратностью увеличения 2, 2.5, 4, 5, 6.7 и 13.5. Далее излучение фокусировалось на образец объективом с фокусным расстоянием 10 или 15 см.

Диаметр  $d$  зоны фокусировки излучения на поверхности образца и апертурный угол  $\beta$  для заданных расходимости  $\theta_0$  и апертуры  $A_0$  прямого пучка определяется из следующих очевидных соотношений:

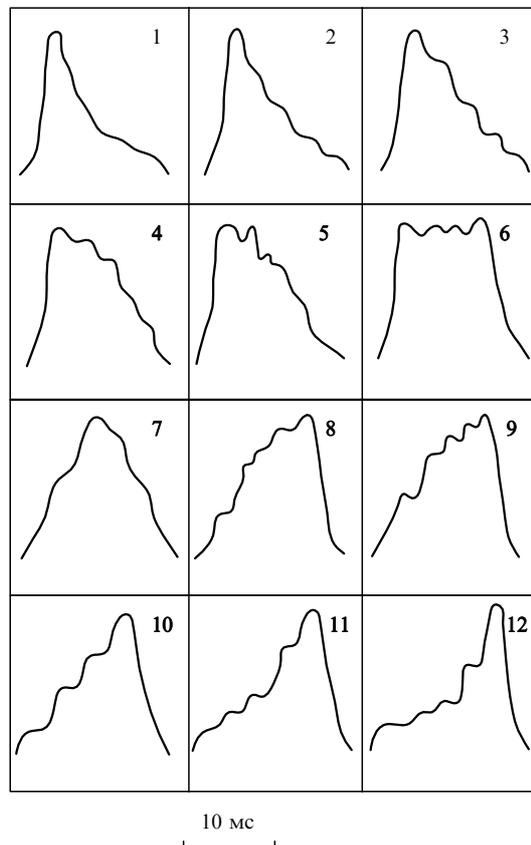


Рис.2. Осциллограммы исследуемых импульсов лазерного излучения.

$$\beta = K \frac{A_0}{F}, \quad \frac{d}{2} = \theta_0 \frac{F}{K}. \quad (4)$$

Коэффициент  $K$ , эквивалентный кратности увеличения телескопа, изменялся дискретно, составляя 1, 2, 4, 6, 7.2, 8.4, 10.8 и 12.6. Благодаря независимому изменению диаметра внутрирезонаторной диафрагмы и коэффициента  $K$  экспериментально было реализовано 48 вариантов сочетания различных значений апертурного угла  $\beta$  и расходимости  $\theta$  излучения в пределах  $0.01 \text{ рад} < \beta < 0.5 \text{ рад}$  и  $0.08 \text{ мрад} < \theta < 4.0 \text{ мрад}$ .

Диафрагма диаметром 1.5 мм обеспечивала генерацию основной моды  $TEM_{00}$  во всем доступном диапазоне накачки, при диафрагме диаметром 2.0 мм излучение представляло собой суперпозицию мод с индексами не больше единицы, при диаметре более 3 мм излучение было многомодовым.

Для оперативного получения данных о форме и размерах зоны расплава была использована методика определения геометрических параметров этой зоны, не требующая выполнения трудоемких операций приготовления металлографических шлифов. В соответствии с ней каждый образец был составлен из двух шлифованных плоскопараллельных плиток, плотно прижатых друг к другу в струбине. Лазерное излучение фокусировалось на линию стыка плиток на одной из граней образца. После разрушения образца по плоскости стыка продольные сечения зон плавления становились доступными для визуального изучения, которое проводилось с использованием оптических микроскопов Neophot-30 и МБС-9. В [10] показано, что такая методика является не только наименее трудоемкой, но и обеспечивает минимальные погрешности измерений.

Методика определения динамических характеристик роста парогазового канала, описанная в [11], основана на том, что для режимов глубокого плавления толщина слоя  $x(z)$ , ограниченного фронтом плавления с температурой  $T_m$  и некоторой изотермой  $T_h$ , однозначно связана с временем действия теплового источника на заданной глубине  $z$ . В качестве  $T_h$  для сталей бралась нижняя граница температурного интервала закалки, т. к. размеры зоны закалки могут быть с высокой точностью определены на металлографических шлифах. По экспериментальной зависимости толщины слоя закалки от глубины  $x(z)$  определялось время  $t(z)$  существования расплава на данной глубине и скорость  $V_f(z)$  перемещения фронта плавления вдоль оси  $z$ :

$$t(z) = \frac{1}{\xi} x^2(z), \quad V_f(z) = \frac{\xi}{2} \left( x \frac{dx}{dz} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где  $\xi = 0.1 - 0.2 \text{ см}^2/\text{с}$  – постоянная для каждого эксперимента величина, имеющая размерность температуропроводности.

Мы провели серию экспериментов по скоростной фоторегистрации состояния облучаемой поверхности в реальном масштабе времени. Скоростная фотосъемка с помощью камеры ВСК-5 осуществлялась по схеме регистрации как зеркальной компоненты отраженного от облучаемой поверхности зондирующего излучения рубинового лазера, так и компоненты, рассеянной под углом  $40 - 50^\circ$ . Система синхронизации силового излучения YAG-лазера, зондирующего излучения и скоростной регистрирующей камеры обеспечивала возможность получения кинограмм любой стадии процесса плавления.

## 2. Результаты экспериментов и их обсуждение

Для достижения указанной выше цели в первую очередь необходимо решить принципиальную проблему нарушения устойчивости расплава при превышении пороговой интенсивности излучения.

### 2.1. Буферный объем расплава

Основными механизмами теплопередачи в рассматриваемом случае нагрева металла лазерным излучением являются теплопроводность, перенос тепла конвективными потоками Марангони, а также прогиб свободной поверхности расплава с формированием парогазового канала и перемещением эффективного теплового источника в глубь ванны расплава. С увеличением интенсивности излучения на облучаемой поверхности при фиксированных прочих параметрах превалирующим становится последовательно первый, второй или третий из перечисленных механизмов. При этом зарождение парогазового канала становится возможным после образования так называемой критической лунки, когда глубина прогиба и кривизна поверхности расплава достигают значений, обеспечивающих появление многократных отражений излучения от стенок лунки, что сопровождается резким увеличением поглощенной доли энергии излучения.

В результате последнего повышаются температура и давление парогазовой смеси и, как следствие, происходит отрыв капель жидкого металла от поверхности лунки. Пороговая интенсивность излучения является одной из важнейших характеристик процесса плавления металлов импульсным лазерным излучением. Установлено, что для хромистой стали при форме импульса 1 (см. рис.2) порог по выбросу расплава соответствует пороговой интенсивности  $q^* \approx 8 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ .

Поскольку большая глубина зоны плавления при относительно малом поперечном размере может быть получена только при условии образования и роста парогазового канала, то для решения принципиальной проблемы глубокого плавления необходимо одновременно удовлетворить двум противоречащим условиям: обеспечить достаточно высокое давление парогазовой смеси в растущем канале и сохранить устойчивость расплава, т. е. предотвратить выброс частиц жидкого металла под действием давления отдачи паров. Одним из возможных путей решения проблемы глубокого проплавления является оптимизация формы импульсов лазерного излучения.

Установлено, что при облучении различных сталей и алюминиевых сплавов в запороговом режиме зона плавления характеризуется значительно более высоким аспектным отношением ( $\sim 5$ ) и значительно большей глубиной, чем в допороговом [12]. Однако в запороговом режиме практически для всех форм импульсов имеют место интенсивный выброс расплава и образование глубокой лунки, вытянутой вдоль оси зоны плавления. Наличие мощного пика в начале или в конце импульса приводит к образованию в сталях лунок наибольшей глубины. Сглаживание фронтов сопровождается уменьшением глубины лунок, однако при симметричной форме импульса не обеспечивается подавление выброса частиц жидкости.

Некоторое смещение пика мощности к заднему фронту импульса (осциллограммы 9, 10; рис.2) позволяет уменьшить выброс расплава до пренебрежимо малого.

Использование импульсов излучения с растянутым передним фронтом позволило получить глубину зоны плавления 4.3 мм при энергии 23.0 Дж. При этом пороговая интенсивность  $q^* \approx 2 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Таким образом, оптимизацию формы импульсов лазерного излучения следует рассматривать как возможный путь реализации режимов продвижения фронта плавления на большую глубину за счет роста длины парогазового канала, обеспечивающих подавление выброса расплава из зоны нагрева.

В экспериментах по скоростной фоторегистрации установлено, что при энергии в импульсе 20–22 Дж, полной длительности 12.0 мс и форме импульса 9 (рис.2) сплошная пленка расплава формируется на поверхности образца из хромистой стали через 450 мкс после начала действия излучения. В течение первых двух миллисекунд диаметр зоны плавления увеличивается со скоростью 40 см/с, далее эта скорость падает до 6.5 см/с и сохраняется такой до окончания воздействия излучения. Установлено также, что к концу второй миллисекунды процесса плавления формируется лунка критической глубины. В течение действия импульса излучения конфигурация внутренней части лунки несколько меняется, но ее средний поперечный размер остается равным примерно 0.2–0.3 мм. Средний диаметр верхней части парогазового канала не превышает 0.10–0.12 мм.

Структура конвективных потоков в ванне расплава, играющих важную роль в процессах тепло- и массопереноса, изучалась в отдельной серии экспериментов на поперечных и продольных металлографических шлифах зон затвердевшего расплава в образцах из технического чистого титана, облученного в атмосфере азота. Тонкий слой нитрида титана, синтезируемый на поверхности расплава, переносился с конвективными потоками вглубь, так что по расположению областей, обогащенных фазой TiN, можно было получить качественную информацию о структуре потоков.

На рис.3 показаны продольные сечения зоны расплава при разных энергиях излучения. На рис.3,а видны остаточный прогиб поверхности расплава и два характерных вихря, представляющих собой меридиональное сечение замкнутых потоков Марангони в мелкой ванне. На рис.3,б эти вихри выявляются более отчетливо, кроме

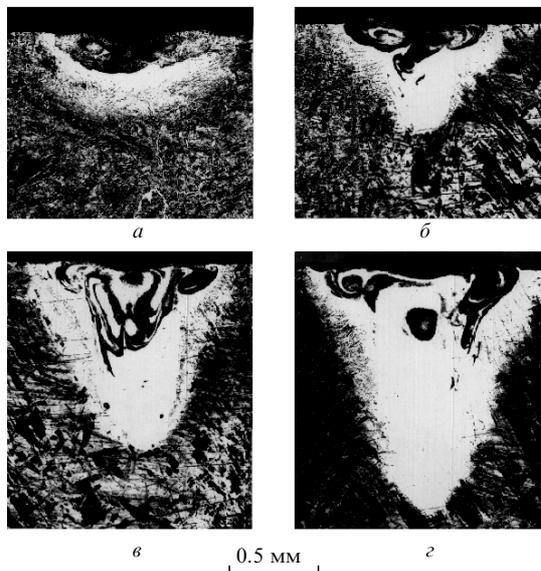


Рис.3. Конвективные потоки в зоне расплава (продольное сечение) при энергии излучения 1.3 (а), 3.4 (б), 5.6 (в) и 8.4 Дж (г).

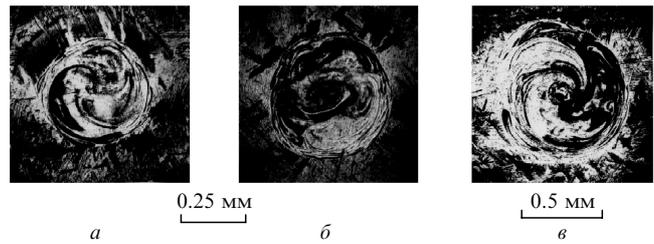


Рис.4. Конвективные потоки в зоне расплава (поперечное сечение) при энергии излучения 3.4 (а), 4.3 (б), 11.0 Дж (в).

того, в центре зоны расплава хорошо виден поток, направленный вниз вдоль оси  $z$ , который возник под действием импульса отдачи паров металла. Из рис.3,в и г следует, что с увеличением энергии излучения объем расплава, вовлеченного в движение вдоль вертикальной оси, быстро возрастает. Возникновение конвективных потоков вдоль оси  $z$  связано с образованием и ростом парогазового канала, что обеспечивает перемещение теплового источника с облучаемой поверхности в глубь зоны расплава.

На рис.4 представлены поперечные шлифы затвердевшего расплава на глубине 0.2 мм. Видно, что в зоне плавления формируется крупномасштабное вихревое движение жидкого металла. Аналогичная картина зафиксирована на всех исследуемых образцах на глубине, где потоки жидкости имеют преимущественную ориентацию вдоль оси  $z$ . В работе [14] возникновение такого вихревого движения связывается с рэлей-тейлоровской неустойчивостью движения расплава вдоль оси  $z$  в поле сил поверхностного натяжения, время развития которой  $t \approx 1/\gamma \approx 3 \cdot 10^{-3}$  с определяется инкрементом  $\gamma = \sqrt{g/d}$ , где  $g$  – ускорение под действием сил поверхностного натяжения;  $d$  – характерный размер ванны расплава.

На рис.5 показаны зависимости  $t_m(z)$  и  $V_f(z)$ , полученные экспериментально по описанной выше методике для серии из 11 образцов с глубиной зоны плавления  $3.2 \pm 0.1$  мм. Видно, что большую часть времени воздействия фронт плавления находится на глубине менее 0.7 мм, тогда как формирование ванны расплава глубиной свыше 3 мм занимает около 2.5 мс. Скорость перемещения фронта плавления в начальной стадии роста длины па-

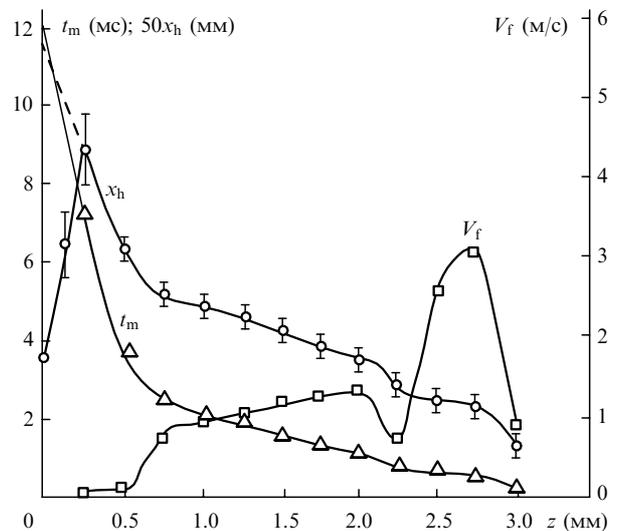


Рис.5. Зависимости толщины слоя закалки  $x_h$ , времени существования расплава  $t_m$  и скорости движения фронта плавления  $V_f$  от глубины  $z$ .

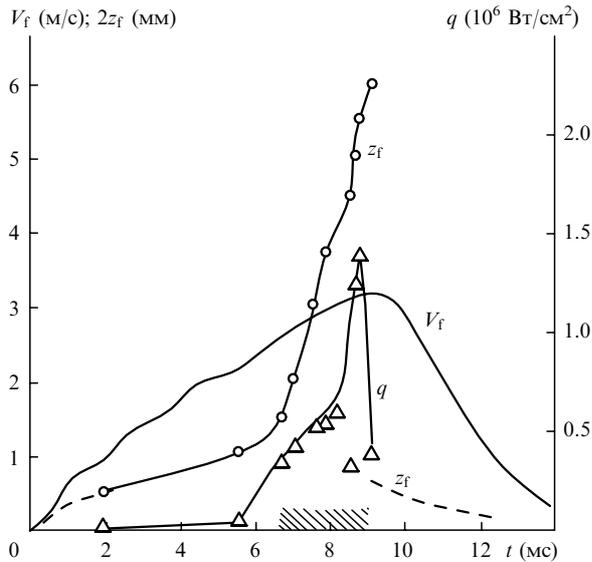


Рис.6. Зависимости координаты фронта плавления  $z_f$  и скорости его движения  $V_f$  от времени, а также осциллограмма импульса излучения  $q(t)$ .

рогазового канала составляет примерно 1.0 м/с. Из рис.5 также следует, что скорость роста парагазового канала увеличивается по мере увеличения его длины, причем наиболее значительно – на конечной стадии процесса на глубине более 2.5 мм.

Интегрируя функцию  $V_f(z)$ , можно получить также зависимость координаты фронта плавления от времени  $z_f(t)$  (рис.6). Здесь учтены результаты скоростной фоторегистрации процесса плавления, согласно которым лунка критической глубины ( $z = 0.25$  мм) формируется к концу второй миллисекунды. Из рис.6 видно, что быстрый рост длины парагазового канала начинается на глубине 0.70–0.75 мм через 6.0–6.5 мс от начала действия излучения при интенсивности  $q \approx (0.9 - 1.0) \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Этот процесс (заштрихованная область на шкале времени рис.6) заканчивается при  $q \approx 1.25 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, его продолжительность составляет 2.5 мс. С учетом того, что увеличение интенсивности падающего лазерного излучения в данном временном интервале невелико, весьма примечательным является факт значительного возрастания скорости роста парагазового канала в процессе увеличения его длины. Впервые реализованное экспериментально в [13] увеличение интенсивности лазерного излучения на дне растущего парагазового канала названо самоконцентрацией теплового источника.

Таким образом, можно выделить следующие стадии процесса плавления стали миллисекундными импульсами лазерного излучения:

- 1) нагрев поверхности до температуры плавления и образование видимой пленки жидкого металла (0.4 мс);
- 2) быстрый рост объема расплава, образование лунки критической глубины (2.0 мс);
- 3) медленное увеличение диаметра зоны плавления и немонотонное возрастание глубины лунки, сопровождаемое развитием рэлей-тейлоровской неустойчивости, формирование первичного капилляра (5.5–6.0 мс);
- 4) рост длины парагазового канала с увеличивающейся скоростью вследствие самоконцентрации теплового источника, формирование зоны плавления максимальной глубины (9.0–9.2 мс);

5) исчезновение парагазового канала, нагрев верхней части ванны расплава задним фронтом импульса излучения (12.0 мс);

Анализ большого числа экспериментов, выполненных при околопороговой интенсивности излучения, показал, что сохранение устойчивости расплава при образовании лунки и росте длины парагазового канала может быть обеспечено, если до начала прогиба поверхности расплава будет сформирована первичная ванна расплава достаточно большого объема, который получил в работе [14] название буферного. Буферный объем формируется под действием лазерного излучения относительно невысокой интенсивности, соответствующей растянутому переднему фронту импульса.

На рис.7 показана трансформация формы импульсов излучения, соответствующая увеличению энергии с 23.0 до 34.0 Дж при уменьшении диаметра зоны фокусировки излучения с 0.32 до 0.29 мм. Во втором случае глубина зоны плавления составляла 5.8 мм, аспектное отношение – более 5. При этом пороговая интенсивность падающего лазерного излучения  $q^* = 4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. В рассматриваемых экспериментах в качестве характеристики эффективности вложения энергии в металл (параметра эффективности  $\eta$ ) целесообразно использовать отношение глубины зоны плавления к энергии импульса излучения:  $\eta = h/E$ . В последнем приведенном эксперименте  $\eta = 0.17$  мм/Дж.

## 2.2. Влияние пространственных параметров излучения на характеристики процесса плавления

Анализ распределения лазерного излучения в полном парагазовом канале показывает, что потери излучения зависят от телесного угла, ограничивающего область распространения излучения после фокусирующего объектива (апертурного угла  $\beta_0$ ): его уменьшение соответствует уменьшению потерь [13]. Апертурный угол и интенсивность лазерного излучения на облучаемой поверхности определяются апертурой прямого пучка  $A_0$ , фокусным расстоянием объектива  $F$ , расходимостью прямого лазерного пучка  $\theta_0$  и кратностью увеличения телескопа  $K$  в соответствии с (4). В табл.1 приведена глубина зоны

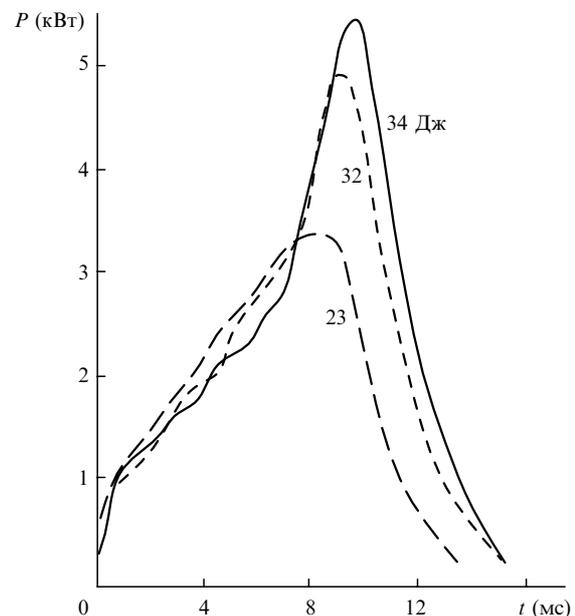


Рис.7. Формы импульса излучения при энергии 23, 32 и 34 Дж.

Табл.1. Зависимость глубины плавления  $h$  от диаметра зоны облучения  $d$  и апертурного угла  $\beta_0$ .

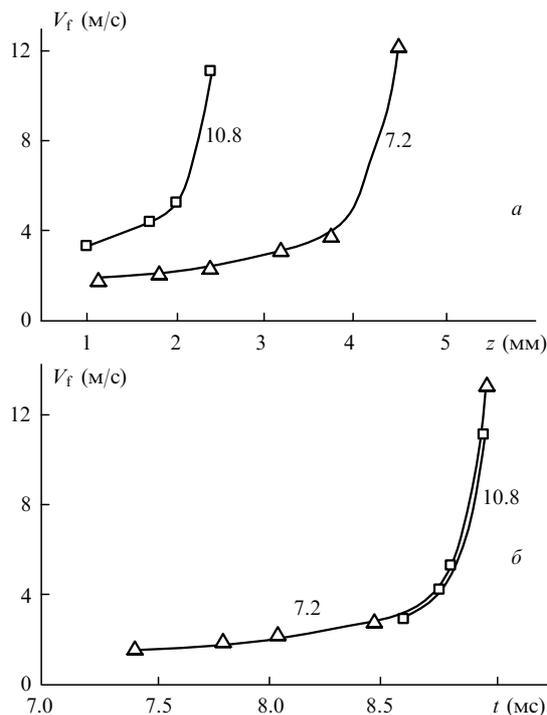
Номер режима	$d$ (мм)	$2\beta_0$ (рад)	$h$ (мм)
1	0.20	0.24	2.0
2	0.40	0.12	2.4
3	0.80	0.06	0.9
4	0.14	0.09	1.5
5	0.18	0.07	5.5
6	0.24	0.05	3.5
7	0.32	0.04	2.9

плавления  $h$  в зависимости от  $\beta_0$  и  $d$  для двух экспериментов. Первого – с  $2\theta_0 = 8.0$  мрад,  $2A_0 = 6.0$  мм ( $F = 100$  мм) и второго с  $2\theta_0 = 4.0$  мрад,  $2A_0 = 3.0$  мм ( $F = 150$  мм). Энергия излучения в обоих случаях поддерживалась постоянной и равной 12–13 Дж. Режимы 1–3 соответствуют первому эксперименту, а режимы 4–7 – второму. Благодаря одновременному уменьшению как расходимости, так и апертуры лазерного пучка, в режимах 4–7 глубина плавления заметно больше, чем в 1–3, при том же энерговкладе.

Показательным является режим 5 с  $d = 0.18$  мм,  $2\beta_0 = 0.07$ , в котором при относительно низкой энергии излучения (12.5 Дж) получена достаточно большая глубина плавления – 5.5 мм. С увеличением энергии требование сохранения устойчивости расплава приводит, как отмечено выше, к необходимости увеличения длительности переднего фронта импульса излучения (сплошная кривая на рис.7). В результате при энергии 17.5 Дж получена глубина плавления 6.5 мм. В этом случае аспектное отношение зоны плавления составляет около 15, что уже более характерно для электронно-лучевой сварки. Пороговая интенсивность в упомянутом режиме 5 составила  $6 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, что примерно на порядок превышает соответствующее значение для неоптимизированных параметров излучения. Параметр эффективности в этом режиме составляет примерно 0.4 мм/Дж.

Изменение апертурного угла и диаметра зоны фокусировки существенным образом влияет на динамические параметры роста парагазового канала. На рис.8,а показаны зависимости скорости роста длины парагазового канала от глубины плавления для  $K = 7.2$  и 10.8. Видно, что в обоих случаях имеет место значительное увеличение скорости в процессе роста парагазового канала. Зависимости рис.8,а в координатах скорость – время показаны на рис.8,б. Видно, что кривая для режима с  $K = 10.8$  практически совпадает с конечным участком кривой для режима с  $K = 7.2$ . Время жизни парагазового канала для режима с  $K = 10.8$  составило 0.9 мс. В этом случае интенсивность лазерного излучения на поверхности была слишком низка для получения большой глубины плавления, однако благодаря тому, что апертурный угол был достаточно мал, самоконцентрация теплового источника привела на более поздней стадии процесса плавления к возникновению парагазового канала и росту его длины.

Эксперименты показали, что самоконцентрация теплового источника при своем значительном развитии приводит на определенной стадии процесса плавления к переходу в режим чистого испарения и формированию уз-

Рис.8. Зависимость скорости роста длины парагазового канала от глубины плавления (а) и времени (б) для  $K = 7.2$  и 10.8.

ких полостей, не заполненных расплавом. Наличие таких полостей соответствует скачок скорости роста длины канала выше 10 м/с. Время жизни канала здесь для режима с  $K = 10.8$  составляет  $5 \cdot 10^{-5}$  с. В различных экспериментах диаметр нижней части полости равен 10–20 мкм. В данном случае канал необходимо рассматривать как полый металлический волновод.

### 2.3. Волноводное распространение излучения в парагазовом канале

В [17] экспериментально исследовано влияние пространственных параметров лазерного пучка с длиной волны  $\lambda_0$  на эффективность и динамические характеристики плавления стали в условиях, когда диаметр парагазового канала  $d$  достаточно мал, а его длина  $L$  достаточно велика,  $d^2/\lambda_0 \ll L$ , и реализуется волноводное распространение излучения в канале. Установлено, что зависимости глубины зоны плавления  $h$  от энергии  $E$  при  $\theta$  и  $\beta$ , варьируемых за счет изменения кратности телескопа, хорошо аппроксимируются линейными функциями.

При уменьшении расходимости от 2.20 до 0.50 мрад коэффициент  $\eta$  возрастает, однако с дальнейшим уменьшением расходимости от 0.30 до 0.17 мрад  $\eta$  также начинает уменьшаться; соответственно уменьшается глубина плавления. Анализ зависимости коэффициента  $\eta$  от расходимости пучка при фиксированных апертурных углах показал, что максимальная эффективность  $\eta \sim 0.5$  мм/Дж достигается в интервале  $0.05 \text{ рад} < \beta < 0.1 \text{ рад}$ ; средний апертурный угол, соответствующий максимуму эффективности, равен  $0.075\text{--}0.080$  рад.

Экстремальная зависимость эффективности плавления от апертурного угла не является очевидной, т. к. из геометрических соображений следует [15, 16], что эффективность транспортировки излучения на дно парагазового канала должна монотонно возрастать при уменьшении апертурного угла  $\beta$ . Для коэффициента отражения от гладкой металлической поверхности можно записать [4]:

$$R = -\left(\frac{2\omega}{\pi\sigma}\right)^{1/2} \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right),$$

где  $\sigma$  – проводимость;  $\omega$  – плазменная частота. С уменьшением  $\beta$  коэффициент отражения лазерного излучения от стенок парогазового канала монотонно возрастает, кроме того, уменьшается эффективное число отражений от стенок канала, необходимое для достижения дна канала.

Задача о распространении электромагнитной волны в металлическом капилляре достаточно подробно рассмотрена в [18, 19]. Подставляя в выражение для минимума коэффициента затухания Н-моды ( $\beta \approx 1/\sqrt{kr_0}$ ) средний апертурный угол  $\beta \approx 0.08$  рад, соответствующий максимуму параметра эффективности, получаем следующую оценку радиуса парогазового канала:

$$r_0 \approx 1/k\beta^2 \approx 25 \text{ мкм}, \quad (6)$$

где  $k$  – волновое число. Эта оценка находится в хорошем соответствии с приведенным выше диаметром канала в его наиболее узкой части (10 – 30 мкм).

Таким образом, волноводное приближение распространения излучения в парогазовом канале в рассматриваемом эксперименте является адекватным, и в рамках этого приближения находят объяснение экспериментальная зависимость параметра эффективности плавления от апертурного угла. Найденный экспериментально апертурный угол, соответствующий максимуму параметра  $\eta$  ( $\beta \approx 0.075 - 0.08$  рад), следует считать оптимальным при определении условий импульсной лазерной сварки и проектировании технологических установок.

Из приведенных экспериментальных результатов следует, что широко используемый для характеристики свойств лазерного излучения параметр качества пучка  $\theta_0 A_0$  не является достаточным при рассмотрении транспортировки излучения в парогазовом канале. Как следует из вышеизложенного, апертура и расходимость пучка должны в этом случае оптимизироваться независимо. Тем не менее для решения практических задач представляет интерес, исходя из характеристик серийных технологических установок, указать предельные значения параметра  $\theta_0 A_0$  для реализации режима глубокого плавления. Из соотношений (4) легко получить выражение, определяющее параметр качества пучка:

$$\theta_0 A_0 = \frac{1}{2} \beta d. \quad (7)$$

Учитывая, что диаметр зоны фокусировки должен быть не более 0.3 мм, из (7) легко получить, что параметр качества пучка не должен превышать 12 мм·мрад, если апертурный угол близок к оптимальному. Для стандартного активного элемента диаметром 6.3 мм это соответствует расходимости прямого пучка около 2 мрад. Необходимо отметить, что для промышленных импульсных YAG-лазеров характерно  $\theta_0 A_0 \approx 40 - 60$  мм·мрад.

### 3. Требования к импульсному лазеру для глубокой сварки металлов

1. Конструкция источника накачки должна обеспечивать возможность плавной перестройки формы импульсов излучения. Оптимизация формы сводится, главным образом, к подбору длительности переднего фронта им-

пульса и интенсивности излучения на этом интервале, а также длительности основного пика импульса и его интенсивности. Переднему фронту импульса должна соответствовать интенсивность излучения на обрабатываемой поверхности  $\sim 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, основному пику – примерно  $10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>.

2. Должна быть предусмотрена регулировка полной длительности импульсов излучения от 2 до 20 мс.

3. Апертура лазерного излучения, падающего на объектив, и фокусное расстояние объектива должны быть таковы, чтобы оптимальный апертурный угол составлял 0.075–0.080 рад.

4. Расходимость лазерного излучения должна быть достаточно низкой, такой, чтобы диаметр зоны облучения при сохранении оптимального апертурного угла был не более 0.3 мм. Для активного элемента диаметром 6.3 мм расходимость не должна превышать 2 мрад.

5. Максимальная энергия излучения в импульсе должна быть не менее  $h/\eta$ , где  $h$  – требуемая глубина плавления,  $\eta$  – параметр эффективности, соответствующий заданным параметрам излучения и материалу свариваемых деталей.

### Выводы

Таким образом, в работе экспериментально обоснована роль буферного объема расплава в подавлении выброса жидкого металла из зоны нагрева лазерным излучением при прогибе поверхности расплава и в процессе роста парогазового канала. Реализована самоконцентрация теплового источника на дне парогазового канала в процессе его роста для излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона длин волн. Для импульсного излучения миллисекундной длительности получена глубина зоны плавления в стали более 6 мм при энергии менее 20 Дж, что примерно в 3 раза превышает глубину, ранее считавшуюся предельной.

Установлено, что в условиях эксперимента, обеспечивающих быстрый рост длины парогазового канала и, соответственно, большую глубину плавления, зависимость параметра эффективности, глубины плавления и скорости роста длины парогазового канала от апертурного угла  $\beta$  имеет экстремальный характер, причем максимальные значения перечисленных параметров достигаются при  $\beta = 0.080 - 0.075$  рад. Впервые для лазерных импульсов миллисекундной длительности достигнут параметр эффективности  $\eta \approx 0.5$  мм/Дж. Сформулированы требования к импульсным лазерным технологическим установкам, обеспечивающим высококачественную глубокую сварку металлов.

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М., Наука, 1970).
2. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В. и др. *Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов* (М., Машиностроение, 1985).
3. Григорьянц А.Г. *Основы лазерной обработки материалов* (М., Машиностроение, 1989).
4. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М., Энергоатомиздат, 1985).
5. Locke E.V., Hoag E.D., Hella R.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**, 601 (1972).
6. Басов Н.Г., Башенко В.В., Готов Е.Н., Горный С.Г., Данилычев В.А., Карпов Е.Н., Лопота В.А., Малыш М.М., Рудой Н.Г., Сабуров В.А. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **48**, 2310 (1984).
7. Горный С.Г., Лопота В.А., Сорока А.М. *Матер. конф. «Лазеры в народном хозяйстве»* (М., 1986, с.7).

8. Карслоу Г., Егер Д. *Теплопроводность твердых тел* (М., Наука, 1964, с.79).
9. Kayukov S.V., Gusev A.A., Nesterov I.G., Zaichikov E.G., Petrov A.L. *Proc.Intern.Conf. «New advances in welding and allied processes»* (Beijing, China, 1991, v. 1, p. 183).
10. Bransch H.N, Wang Z.Y., Liu L.T., Weckman D.C., Kerr H.W. *J.Laser Appl.*, **3**, No.3, 25 (1991).
11. Каюков С.В., Гусев А.А. *Квантовая электроника*, **22**, 811 (1995).
12. Каюков С.В., Гусев А.А., Нестеров И.Г., Зайчиков Е.Г., Петров А.Л. *Физ.хим.обработ.матер.*, № 4, 36 (1996).
13. Каюков С.В., Гусев А.А. *Квантовая электроника*, **23**, 711 (1996).
14. Каюков С.В., Гусев А.А. *Квантовая электроника*, **23**, 1025 (1996).
15. Kayukov S.V., Gusev A.A., Zaichikov E.G., Petrov A.L. *Laser Physics*, **8**, 527 (1998).
16. Solana P., Negro G. *J.Phys.D.*, **30**, 3216 (1997).
17. Каюков С.В., Гусев А.А. *Квантовая электроника*, **30**, 337 (2000).
18. Большов Л.А., Криворучко К.А., Решетин В.П. *Препринт ИТМО № 6* (Минск, 1985).
19. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А., Малюта Д.Д., Себрант А.Ю. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М., Наука, 1989).

**S.V.Kayukov. Extension of potentialities of millisecond pulsed Nd:YAG lasers in the welding technology.**

On the basis of studies of the dependence of the dynamic parameters of the growth of a vapor-gas channel and the depth of the melting region upon the form of laser pulses and spatial beam parameters, requirements to the characteristics of radiation providing a many-fold increase in the melting depth with respect to the depth that was previously thought to be limiting are formulated. A new laser installation for deep high-quality welding was built. The role of a buffer volume of a melt in the suppression of molten metal ejection from the heating region under the bend of the melt surface is substantiated. An increase in the rate of growth of a vapor-gas channel in the course of its increase in length (the self-concentration of a heat source) was experimentally observed. At the depths corresponding to the preferential vertical orientation of fluid flows, a large-scale vortex motion of the melt was observed. The dependence of the penetration depth of the melting front on the aperture angle  $\beta$  was experimentally found to have an extremum. The maximum penetration depth was obtained for  $\beta = 0.075 - 0.080$  rad. Recommendations for designing pulsed laser technological installations for high-quality welding of metals are formulated.