

# Влияние апертурного угла на эффективность плавления стали импульсным лазерным излучением миллисекундной длительности

С.В.Каюков, А.А.Гусев

*Экспериментально исследовано влияние расходимости и апертуры импульсного лазерного излучения миллисекундной длительности на эффективность, динамические характеристики и глубину зоны плавления стали в режимах, обеспечивающих большую скорость роста парогазового канала. Установлено, что зависимость эффективности от апертурного угла имеет экстремальный характер, причем максимумы эффективности и глубины плавления достигаются при апертурном угле 75–80 мрад. Наибольшая скорость роста парогазового канала также реализуется при этих апертурных углах. Указано, что данное значение апертурного угла является оптимальным и на него следует ориентироваться при проектировании импульсных лазерных технологических установок.*

**Ключевые слова:** твердотельные лазеры, лазерная сварка, плавление стали.

## Введение

Твердотельные лазеры с оптической накачкой, работающие в режиме свободной генерации, используются для решения технологических задач, связанных с плавлением и выносом материала (сварка, размерная обработка), в течение более длительного времени, чем лазеры других типов. Однако круг таких задач ограничен и импульсные лазеры на стекле и YAG с неодимом нашли применение главным образом для упрочняющей обработки металлорежущего инструмента и точечной сварки [1, 2]. Это обусловлено прежде всего несоответствием темпа ввода энергии излучения в металл скорости гидродинамических и теплофизических процессов в ванне расплава, что ограничивает предельную глубину плавления металла без выброса расплава значением 1–2 мм.

В работах [3, 4] установлено, что для подавления выброса частиц жидкого металла на стадии образования и роста парогазового канала необходимо предварительно сформировать ванну расплава достаточно большого объема (буферный объем расплава). Интенсивность лазерного излучения на этом этапе не должна превышать критической интенсивности  $q_{cr}^{(3)}$  [2], которая для стали составляет  $\sim 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

На стадии роста парогазового канала интенсивность излучения должна быть достаточно велика для обеспечения большой глубины плавления, поскольку, как было показано в [4, 5], последняя при прочих равных условиях практически пропорциональна скорости роста парогазового канала, которая, в свою очередь, определяется интенсивностью излучения. В результате под действием одиночного импульса может сформироваться зона плавления, глубина которой заметно превышает указанную выше предельную, а выброс расплава может быть подавлен благодаря турбулизации потоков в буферном объеме.

Таким образом, действие импульса излучения в оптимизированном режиме можно разделить на два этапа: нагрев металла с формированием буферного объема расплава под действием переднего фронта импульса и рост парогазового канала под действием основного пика импульса излучения с перемещением эффективного источника тепла на большую глубину. Плавление, реализуемое как результат действия импульса излучения, профилированное таким образом, далее будет называться глубоким. В режиме глубокого плавления критическая интенсивность на облучаемой поверхности, соответствующая выбросу расплава, значительно возрастает.

В [3] при полной энергии в импульсе 34.0 Дж пороговая интенсивность составила  $6 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. В [4] этот параметр был увеличен до  $8 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>; при этом была получена глубина зоны плавления 6.5 мм при энергии в импульсе 17.5 Дж. На рис. 1 показано продольное сечение зоны плавления в хромистой стали, соответствующее дан-

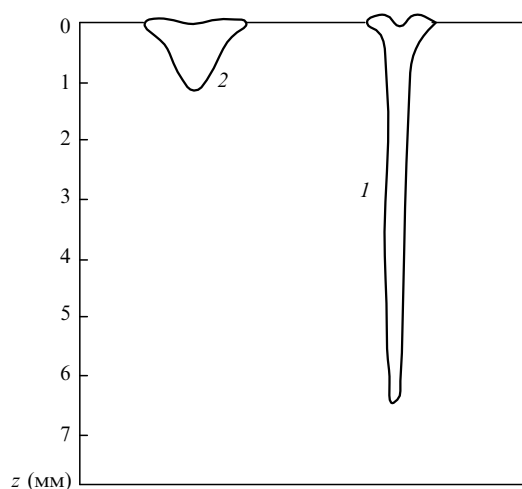


Рис. 1. Продольные сечения зоны плавления в хромистой стали для режима глубокого плавления при энергии 17.5 Дж (1) и для непрофилированного импульса при энергии 15.0 Дж (2).

ному случаю, и сечение зоны плавления для непрофилированного импульса при энергии 15.0 Дж. Большая глубина продвижения фронта плавления (рис. 1, кривая 1) получена благодаря тому, что за счет оптимизации формы импульса излучения и повышения качества лазерного пучка был реализован режим быстрого роста парогазового канала, вследствие чего эффективный тепловой источник быстро перемещался с облучаемой поверхности в глубину образца.

Поскольку парогазовый канал в своей лидирующей части имеет диаметр 10–30 мкм [5], его необходимо рассматривать как полый волновод. При этом доля энергии излучения, поглощенная на дне канала, зависит от расходимости излучения и угла его сходимости после фокусирующего объектива (далее – апертурного угла). В настоящей работе исследуется влияние этих двух основных пространственных параметров лазерного пучка на динамические характеристики роста парогазового канала и геометрические параметры зоны плавления.

## 1. Эксперимент

Эксперименты проводились на стенде, где в качестве источника излучения использовался экспериментальный лазер, позволяющий в широких пределах менять форму импульсов излучения и их длительность [3, 4]. Длина устойчивого резонатора, образованного глухим сферическим (радиус кривизны 1.2 м) и плоским полупрозрачным зеркалами составляла 0.92 м. Два активных элемента Nd:YAG с размерами  $\varnothing 6.3 \times 100$  мм располагались в непосредственной близости к сферическому зеркалу; селекция мод осуществлялась с помощью сменной диафрагмы диаметром 1.5, 2.0, 2.5 или 3.8 мм.

Излучение, выходящее из резонатора, преобразовывалось телескопом и направлялось на объектив, фокусирующий его на поверхности исследуемого образца. Фокусное расстояние объектива  $F = 100$  или 150 мм. Диаметр  $d$  зоны фокусировки излучения на поверхности образца и апертурный угол  $\beta$  для заданных расходимостей  $\theta_0$  и апертуры  $A_0$  прямого пучка определяются из следующих очевидных соотношений:

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

Коэффициент  $K$ , эквивалентный кратности увеличения телескопа, изменялся дискретно: 1, 2, 4, 6, 7.2, 8.4, 10.8, 12.6. Благодаря независимому изменению диаметра внутррезонаторной диафрагмы и коэффициента  $K$  экспериментально было реализовано 48 вариантов сочетаний различных апертурных углов  $\beta$  и расходимостей  $\theta$  излучения в пределах  $0.01 \text{ рад} < \beta < 0.5 \text{ рад}$ ,  $0.08 \text{ мрад} < \theta < 4.0 \text{ мрад}$ .

Диафрагма диаметром 1.5 мм обеспечивала генерацию основной моды ТЕМ<sub>00</sub> во всем доступном диапазоне интенсивностей накачки; излучение, проходящее через диафрагму диаметром 2.0 мм, представляло собой суперпозицию мод с индексами не выше 1; при диаметре диафрагмы более 3 мм излучение было многомодовым. Наиболее сильная зависимость расходимости от диаметра диафрагмы имеет место в области малых диаметров диафрагмы. Все эксперименты проводились при фиксированной форме импульсов, оптимизированной для излучения с наилучшим качеством пучка, т. е. без внут-

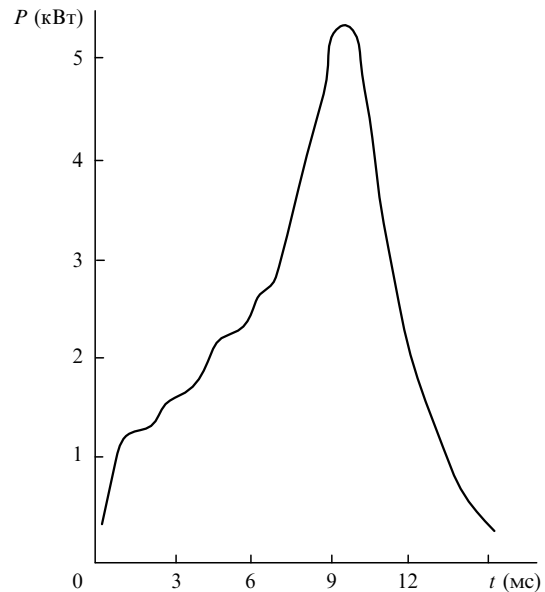


Рис.2. Исследуемая форма импульсов лазерного излучения.

ррезонаторной диафрагмы. Осциллограмма импульса излучения показана на рис.2.

Методика определения динамических характеристик роста парогазового канала, описанная в [6], основана на том, что толщина слоя  $x(z)$ , ограниченного фронтом плавления, имеющим температуру  $T_m$ , 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. зона закалки отчетливо выявляется 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  $z$ :

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

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

## 2. Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис.3 представлены зависимости глубины  $h$  зоны плавления от энергии  $E$  в импульсе для диаметра внутррезонаторной диафрагмы 2 мм при  $\theta$  и  $\beta$ , варьируемых за счет изменения кратности телескопа. Видно, что эти зависимости хорошо аппроксимируются линейными функциями. Угол наклона прямой  $h(E)$  применяется, аналогично [5], в качестве характеристики эффективности использования энергии излучения (параметра эффективности  $\eta$ ).

Из рис.3 видно, что с уменьшением расходимости, т. е. при переходе от кривой 1 к кривой 3 параметр эффективности  $\eta$  возрастает. Однако дальнейшее уменьшение расходимости (кривые 6–8) приводит, напротив, к уменьшению  $\eta$  и, соответственно, к уменьшению глубины плавления. Аналогичный вид зависимости  $h(E)$  имеют и для других диаметров диафрагм.

На рис.4 приведены экспериментальные зависимости

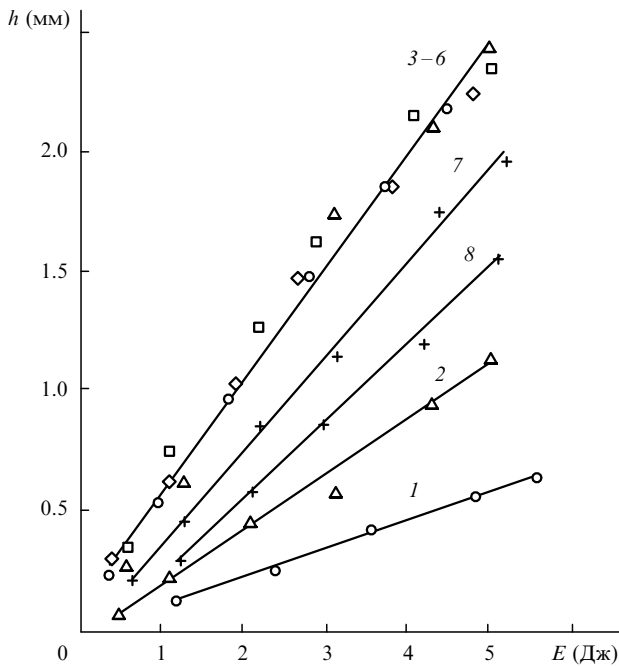


Рис.3. Зависимости глубины  $h$  зоны плавления от энергии  $E$  в импульсе при диаметре внутрирезонаторной диафрагмы 2 мм и варьировании апертурного угла за счет изменения параметра  $K = 1$  (1), 2 (2), 4 (3), 6 (4), 7.2 (5), 8.4 (6), 10.8 (7) и 12.6 (8).

параметра эффективности  $\eta$  от апертурного угла  $\beta$ , варьируемого за счет изменения кратности телескопа, для разных диаметров диафрагмы. Видно, что во всех случаях кривые  $\eta(E)$  имеют максимум в диапазоне  $0.05 \text{ рад} < \beta < 0.1 \text{ рад}$ . Поскольку с ростом  $\beta$  пропорционально уменьшается расходимость излучения, то указанный факт означает, что глубина плавления  $h$  и параметр эффективности  $\eta$  возрастают с уменьшением расходимости  $\theta$  только при  $\beta < 0.1 \text{ рад}$ , дальнейшее уменьшение  $\theta$ , сопровождаемое ростом  $\beta$ , приводит к уменьшению  $h$  и  $\eta$ . Этот результат является не вполне очевидным и требует дальнейшего рассмотрения.

Поскольку при изменении кратности телескопа одновременно изменяются как расходимость, так и апертура пучка, то для отдельного анализа влияния этих двух параметров из всего массива данных по 48 вариантам сочетаний  $\beta$  и  $\theta$  для различных диаметров диафрагмы и коэффициентов  $K$  были выбраны серии экспериментов, в которых либо  $\theta$ , либо  $\beta$  сохраняется постоянным. На

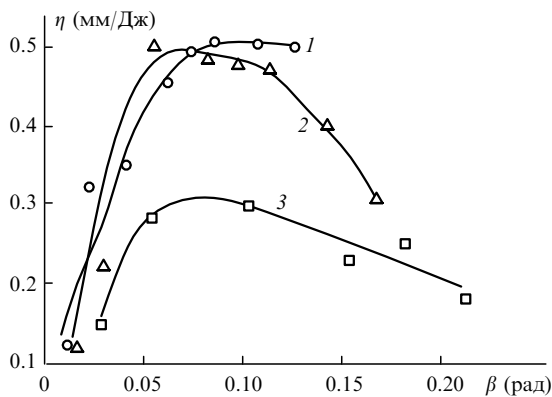


Рис.4. Зависимости параметра эффективности  $\eta$  от апертурного угла  $\beta$  при диаметре внутрирезонаторной диафрагмы 1.5 (1), 2 (2), 3.8 мм (3) и варьировании апертурного угла за счет изменения кратности телескопа.

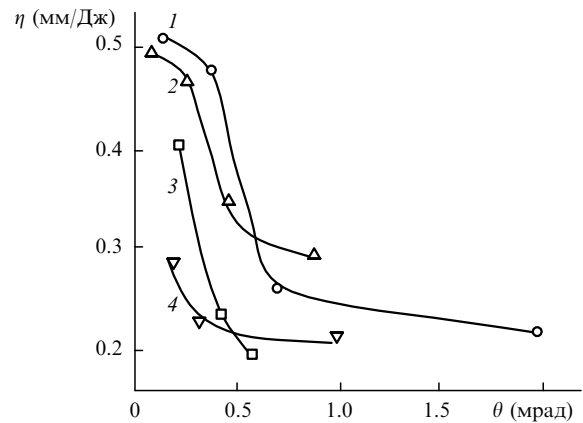


Рис.5. Зависимости параметра эффективности  $\eta$  от расходимости преобразованного пучка  $\theta$  при апертурном угле  $\beta = 0.080-0.085$  (1),  $0.11-0.12$  (2),  $0.14-0.15$  (3) и  $0.16-0.17$  рад (4).

рис.5 представлены зависимости параметра эффективности  $\eta$  от расходимости преобразованного пучка для некоторых фиксированных апертурных углов. Видно, что во всех случаях эффективность плавления монотонно возрастает с уменьшением расходимости, что представляется вполне естественным. При этом параметр эффективности  $\eta$  максимален для одномодового излучения при  $\beta = 0.08$  (кривая 1) и  $0.11 \text{ рад}$  (кривая 2). Отклонение апертурного угла в сторону уменьшения или увеличения приводит к уменьшению параметра эффективности  $\eta$  и глубины плавления.

В явном виде зависимости  $\eta(\beta)$  показаны на рис.6. Здесь четко выявляется экстремальная форма кривых  $\eta(\beta)$  для всех расходимостей излучения. Максимум параметра эффективности  $\eta \sim 0.5 \text{ мм/Дж}$  достигается в интервале  $0.05 \text{ рад} < \beta < 0.1 \text{ рад}$ ; средний апертурный угол, соответствующий максимуму параметра эффективности, равен  $0.075-0.08 \text{ рад}$ .

Экстремальная зависимость эффективности плавления от апертурного угла не является очевидной, т. к. из геометрических соображений следует [5, 7], что эффективность транспортировки излучения на дно пароголового канала должна монотонно возрастать при уменьшении угла  $\beta$ . Для коэффициента отражения  $R$  от гладкой металлической поверхности можно записать [8]

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

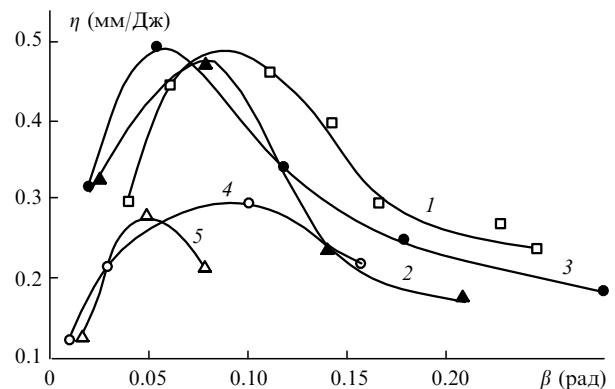


Рис.6. Зависимости параметра эффективности  $\eta$  от апертурного угла  $\beta$  при расходимости  $\theta$  преобразованного пучка 0.2 (1), 0.4 (2), 0.5 (3), 1.0 (4) и 2.0 мрад (5).

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

Представления геометрической оптики при рассмотрении распространения излучения в канале диаметром 10–30 мкм [4, 5] и протяженностью более 1 мм неприменимы, т. к.  $d^2/\lambda < 1$  мм. Задача о распространении электромагнитной волны в металлическом капилляре достаточно подробно рассмотрена в [9, 10], где приведены явные выражения для коэффициентов затухания собственных мод  $E$ - и  $H$ -типа, а также суперпозиционных мод.  $E$ -моды являются сильно затухающими и не могут внести заметного вклада в перенос энергии на дно канала. Для  $H$ -моды коэффициент затухания имеет минимум при апертурном угле

$$\beta \approx 1/\sqrt{kr_0}, \quad (3)$$

где  $k$  – волновое число;  $r_0$  – радиус канала. Подставляя в (3) средний апертурный угол, соответствующий максимуму параметра эффективности  $\eta$  по данным рис.6 ( $\beta \approx 0.08$  рад), получаем следующую оценку радиуса парогазового канала:

$$r_0 \approx 1/(k\beta^2) \approx 25 \text{ мкм}. \quad (4)$$

Эта оценка находится в хорошем соответствии с приведенным выше диаметром канала в его наиболее узкой части:  $d = 10\text{--}30$  мкм.

Таким образом, волноводное приближение распространения излучения в парогазовом канале в рассматриваемом эксперименте является адекватным; в рамках этого приближения находит объяснение экспериментальная зависимость параметра эффективности плавления от апертурного угла (рис.6). Найденный экспериментально апертурный угол, соответствующий максимуму параметра  $\eta$  ( $\beta \approx 0.075\text{--}0.08$  рад), следует считать оптимальным при определении условий импульсной лазерной сварки и проектировании технологических установок.

Пользуясь полученными экспериментально максимальными параметрами эффективности для различных параметров качества лазерного пучка можно оценить предельную глубину плавления для одиночных миллисекундных лазерных импульсов при любой заданной энергии. Например, по данным рис.6 для предельно малой расходимости излучения и оптимального апертурного угла параметр эффективности достигает 0.5 мм/Дж.

Однако получить достаточно большую энергию в импульсе при расходимости прямого пучка  $\sim 1$  мрад в импульсных лазерных системах трудно. В качестве более реального примера можно рассмотреть эксперимент [4] (рис.1, кривая 1), где глубина плавления 6.5 мм была получена под действием импульса излучения с энергией 17.5 Дж при расходимости в прямом пучке 4 мрад после четырехкратного телескопа при  $\beta = 0.07$  рад. В данном случае  $\eta \approx 0.37$  мм/Дж, что достаточно хорошо согласуется с результатами настоящей работы, приведенными на рис.6.

Зависимостям параметра эффективности  $\eta$  от апертурного угла (рис.6) соответствуют аналогичные зависимости скорости роста парогазового канала. На рис.7

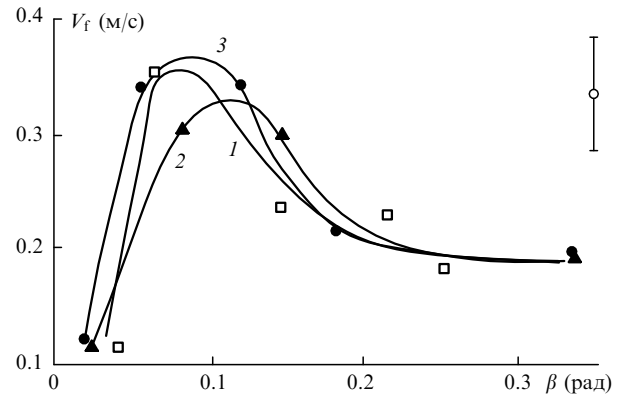


Рис.7. Зависимости скорости роста парогазового канала  $V_f$  на глубине  $z = 1$  мм от апертурного угла  $\beta$ , рассчитанные соответственно для кривых 1, 2 и 3 на рис.6.

представлена скорость роста канала  $V_f$  на глубине 1 мм в зависимости от апертурного угла, рассчитанная для кривых 1, 2 и 3 на рис.6, т. е. для расходимости 0.2, 0.4 и 0.5 мрад. Из сравнения рис.6 и 7 видно, что имеет место их качественное соответствие: условиям эксперимента, в котором реализован более высокий параметр эффективности  $\eta$ , соответствует более высокая скорость роста парогазового канала. Этот результат представляется естественным, если учесть, что время жизни парогазового канала для режимов, близких к оптимальным, примерно одинаково [6] и для импульса на рис.3 составляет 2.5–3.0 мс.

Таким образом, широко используемый для характеристики свойств лазерного излучения параметр качества пучка  $\theta_0 A_0$  не является достаточным для рассмотрения транспортировки излучения в парогазовом канале, формируемом в металле под действием миллисекундных импульсов в режиме глубокого плавления. Как следует из изложенного выше, апертура и расходимость пучка должны в этом случае оптимизироваться независимо. Тем не менее для решения практических задач представляет интерес указать предельный параметр  $\theta_0 A_0$  для реализации глубокого плавления, исходя из характеристик серийных технологических установок. Из соотношений (1) легко получить выражение, определяющее параметр качества пучка:

$$\theta_0 A_0 = \frac{1}{2} \beta d. \quad (5)$$

Учитывая, что диаметр зоны фокусировки должен быть не более 0.3 мм, из (5) 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 характерным является  $\theta_0 A_0 \approx 60$  мм-мрад.

## Выводы

Таким образом, для одиночных импульсов лазерного излучения миллисекундной длительности в условиях быстрого роста длины парогазового канала и, соответственно, при большой глубине продвижения фронта плавления (режим глубокого плавления) зависимости параметра эффективности, глубины плавления и скорости

роста парогазового канала от апертурного угла  $\beta$  имеют экстремальный характер, причем максимумы перечисленных параметров достигаются при  $\beta = 0.080-0.075$  рад. Этот результат является следствием того, что в рассматриваемых экспериментах диаметр парогазового канала достаточно мал и электромагнитная световая волна распространяется в нем как в полном волноводе. Впервые для лазерных импульсов миллисекундной длительности достигнут параметр эффективности  $\eta \approx 0.5$  мм/Дж.

1. Упрочнение деталей лучом лазера. Под ред. В.С.Коваленко (Киев, Техника, 1981).
2. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. *Лазерная и электроннолучевая обработка материалов* (М., Машиностроение, 1985).
3. Каюков С.В., Гусев А.А. *Квантовая электроника*, **23**, 1025 (1996).
4. Каюков С.В., Гусев А.А. *Квантовая электроника*, **23**, 711 (1996).
5. Kayukov S.V., Gusev A.A., Zaichicov E.G., Petrov A.L. *Laser physics*, **8**, 527 (1998).
6. Каюков С.В., Гусев А.А. *Квантовая электроника*, **22**, 811 (1995).

7. Solana P., Negro G. *J.Phys.D.*, **30**, 3216 (1997).
8. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М., Энергоатомиздат, 1985).
9. Большов Л.А., Криворучко К.А., Решетин В.П. *Препринт ИТМО АН БССР № 6* (Минск, 1985).
10. 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, A.A.Gusev. Influence of the aperture angle on the efficiency of the melting of steel by millisecond laser pulses.**

The influence of the divergence and aperture of millisecond laser pulses on the efficiency, the dynamic characteristics, and the depth of the molten zone in steel under conditions ensuring the rapid growth of a vapour-gas channel was investigated experimentally. It was established that the dependence of the efficiency on the aperture angle passes through a maximum, the efficiency and depth-of-melting maxima being attained for an aperture angle of 75–80 mrad. The highest rate of growth of the vapour-gas channel is also achieved for these aperture angles. It is pointed out that this aperture angle is optimal and that it should be aimed at in the design of pulsed industrial laser systems.