

Импульсно-периодическая газолазерная резка металлов в кислородсодержащем газе

Н.К.Макашев, Е.С.Асмолов, О.Г.Бузыкин

Разработана модель импульсно-периодической газолазерной резки металлов большой толщины в окисляющем газе. Показано, что оптимальный выбор параметров нестационарности и фокусировки пучка позволит увеличить среднюю скорость резки в 1.5–1.8 раз.

Ключевые слова: газолазерная резка, окисление металла.

Экспериментальному и теоретическому исследованию газолазерной резки (ГЛР) металлов посвящено большое число оригинальных работ (см., напр., библиографию в [1, 2]). Ввиду сложности и многообразия происходящих при этом физических процессов до настоящего времени не разработана модель ГЛР, позволяющая выбрать оптимальные параметры излучения. Простейшие физические модели ГЛР основаны на анализе тепловых процессов [3, 4], причем поглощаемая энергия лазерного излучения тратится на нагрев металла от начальной температуры до температуры плавления и на скрытую теплоту плавления. Образующийся в результате жидкий расплав мгновенно или с заданной постоянной скоростью [5] удаляется вспомогательным газом.

С увеличением толщины разрезаемого листа эффективность ГЛР падает, требуемая мощность возрастает. Для резки металлических листов большой толщины может применяться ГЛР в атмосфере окисляющих газов. При использовании в качестве рабочего газа воздуха или кислорода значительная доля энергии, идущей на разрезание металла, образуется в результате экзотермической реакции окисления. Эта энергия сравнима со вкладом энергии от лазерного излучения. Кроме того, снизить мощность излучения можно в результате использования импульсно-периодического лазера. В настоящей работе разработана модель импульсно-периодической резки, основанная на положениях, сформулированных в [6, 7].

При достаточной концентрации кислорода в газе скорость реакции окисления определяется диффузией кислорода через пленку окисла; при этом скорость тепловыделения обратно пропорциональна толщине окисной пленки на расплаве металла. В свою очередь, толщина пленки окисла зависит от скорости ее уноса под действием термокапиллярных сил, пропорциональных перегреву расплава. Это самосогласованный процесс с нелинейными связями, поэтому можно предположить, что средние характеристики нестационарной импульсно-периодической резки могут отличаться от характеристик

стационарной непрерывной резки для одинаковых средних мощностей лазерного излучения.

Рассмотрим в упрощенной постановке нестационарную ГЛР стали в окисляющей атмосфере. Будем считать [7], что перенос расплава происходит только под действием термокапиллярных сил в горизонтальном направлении и что можно независимо рассматривать плоскую задачу для отдельного горизонтального сечения реза. На основании сделанных ранее оценок можно считать пленку расплава тонкой, течение в ней плоским и не учитывать конвективные члены в уравнениях движения и энергии. Толщина окисной пленки обычно существенно меньше, чем толщина расплава, поэтому скорость уноса окисла можно определять по скорости движения расплава на поверхности. Тепловую и динамическую задачи в пленке расплава будем рассматривать в одномерном приближении. Результаты расчетов, проведенных в рамках описанной модели для стационарной резки в неокисляющей атмосфере, удовлетворительно соответствуют экспериментальным данным [7].

Выпишем нестационарные уравнения для распределения скорости и температуры в пленке расплава и соответствующие граничные условия на дне и на поверхности пленки. Для удобства численного решения введем безразмерную координату, направленную поперек пленки расплава и равную отношению размерной координаты к зависящей от времени толщине пленки расплава: $y = y_0/A_m(t)$. Соответствующие уравнения примут вид

$$\rho_m \left(\frac{\partial u}{\partial t} - y \frac{A'_m}{A_m} \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\mu_m}{A_m^2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (1)$$

$$\rho_m c \left(\frac{\partial T}{\partial t} - y \frac{A'_m}{A_m} \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\lambda_m}{A_m^2} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2},$$

где $0 \leq y \leq 1$. Граничные условия на границах твердый металл – расплав и расплав – окисел запишутся в виде

$$u = 0, \quad T = T_m, \quad (2)$$

$$\frac{\lambda_m}{A_m} \frac{\partial T}{\partial y} - \rho_m c (T_m - T_\infty) = \rho_m H_m V$$

при $y = 0$ и

$$\frac{\mu_m}{\Delta_m} \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\sigma'_T}{d_0} (T - T_m), \tag{3}$$

$$\frac{\lambda_m}{\Delta_m} \frac{\partial T}{\partial y} = A(\Delta_{ox}) Q_L(t) + Q_{ox}$$

при $y = 1$. Здесь $u(t, y)$ и $T(t, y)$ – скорость и температура расплава; $\Delta_m(t)$ – толщина пленки расплава; $\Delta'_m = d\Delta_m/dt$; ρ_m, c, μ_m и λ_m – плотность, теплоемкость, вязкость и теплопроводность расплава; T_m, H_m – температура и теплота плавления металла; σ'_T – температурная производная коэффициента поверхностного натяжения; V – скорость реза; d_0 – ширина реза; $Q_L(t)$ – интенсивность лазерного излучения; Δ_{ox} – толщина пленки окисла. Коэффициент поглощения $A(\Delta_{ox})$ рассчитывался для длины волны излучения лазера $\lambda = 10.6$ мкм и характерного угла падения излучения на поверхность реза в средней части 0.03 рад, что соответствует, например, ширине реза $d_0 = 3$ мм при толщине разрезаемой пластины $h_0 = 0.1$ м.

Скорость образования окисла на поверхности расплава $Q_{ox} = H_{ox}\rho_m D_{ox} \delta Y_{ox} / \Delta_{ox} Y_{ieq}$ определяется из условия лимитирования ее диффузией кислорода в пленке окисла FeO при резке в атмосфере кислорода [7]. Здесь H_{ox} и D_{ox} – теплота реакции окисления железа и коэффициент диффузии кислорода в окисле при температуре T_m ; $Y_{ieq} \approx 0.23$ и $\delta Y_{ox} \approx 0.06$ – соответственно концентрация кислорода в жидком окисле, находящемся в состоянии локального термодинамического равновесия с металлом, и ее перепад в оксиде.

В уравнения (1) и граничные условия (2), (3) входят неизвестные $\Delta_m(t)$ и $\Delta_{ox}(t)$. Для их определения запишем уравнения баланса для масс, поступающих в пленки расплава и окисла, и их уноса под действием термокапиллярных сил:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta_m}{dt} &= \frac{K_m}{\Delta_m} \frac{\partial T(t, 0)}{\partial y} - 2 \frac{\Delta_{ox}}{d_0} \int_0^1 u(t, x) dx, \\ \frac{d\Delta_{ox}}{dt} &= \frac{K_{ox}}{\Delta_{ox}} - 2 \frac{\Delta_{ox}}{d_0} u(t, 1), \end{aligned} \tag{4}$$

$$K_m = \frac{\lambda_m}{\rho_m} [H_m + c(T_m - T_\infty)], \quad K_{ox} = \frac{D_{ox} \delta Y_{ox}}{Y_{ieq}}.$$

Уравнения (1), (4) и граничные условия (2), (3) образуют замкнутую систему уравнений. Выпишем стационарные решения при $Q_L = Q_{Ls} = \text{const}$:

$$\begin{aligned} \Delta_{ms} &= \left(\frac{d_0^2 \mu_m K_m}{\sigma'_T} \right)^{1/3}, \\ \Delta_{oxs} &= \frac{H_{ox} \rho_m K_{ox}}{Q_{Ls}} \left\{ \left[2 \frac{\mu_m \lambda_m Q_{Ls}}{K_{ox} \sigma'_T} \left(\frac{d_0}{\Delta_{ms} H_{ox} \rho_m} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} - 1 \right\}, \\ V_s &= \frac{K_{ox}}{\lambda_m} \left(Q_{Ls} + \frac{H_{ox} \rho_m K_{ox}}{\Delta_{oxs}} \right). \end{aligned} \tag{5}$$

Численные результаты для характерной ситуации, проанализированной для стационарного случая в [7], таковы: $Q_{Ls} = 1.5 \cdot 10^8$ Вт/м², $d_0 = 3$ мм, высота реза $h_0 = 0.1$ м. При этом $\Delta_{ms} = 6.6 \cdot 10^{-5}$ м, $\Delta_{oxs} = 6.2 \cdot 10^{-6}$ м, $V_s = 1.8 \times 10^{-2}$ м/с.

Рассмотрим теперь импульсно-периодический режим. Будем считать, что интенсивность излучения меняется в течение периода τ ступенчатым образом, т. е. в течение

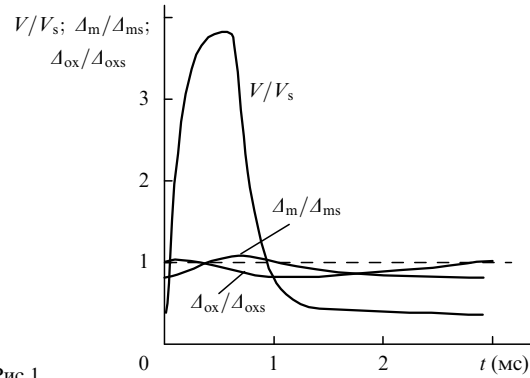


Рис.1.

времени $\tau\sigma$ (σ – скважность) интенсивность излучения равна Q_{Ls}/σ , а затем в течение времени $\tau(1 - \sigma)$ она равна нулю. Таким образом, средняя за период интенсивность излучения равна стационарной интенсивности Q_{Ls} .

В качестве начальных условий для нестационарной задачи системы (1)–(4) возьмем стационарное решение (5). Будем искать методом установления квазистационарное решение, при котором усредненные за период нестационарные параметры перестанут изменяться. Нестационарная задача (1)–(4) решалась численно полуявным методом. Уравнения (1) решались методом прогонки с использованием полуявной схемы, а входящие в уравнения в качестве коэффициентов Δ_m и Δ_{ox} брались с предыдущего временного шага решения уравнений (5).

Области изменения параметров нестационарности излучения τ и σ выбирались из следующих соображений. Нелинейное влияние нестационарности может проявиться из-за изменения теплового потока от реакции окисления, определяемого толщиной окисной пленки. Толщина окисла зависит от скорости движения расплава на поверхности, поэтому характерное время изменения интенсивности излучения должно быть порядка характерного времени установления скорости движения расплава в пленке, т. е. $\tau\sigma = \rho_m \Delta_m^2 / \mu_m \approx 10^{-3}$ с. Снизу интервал периодов для данной интенсивности излучения ограничен достижением интенсивности пробоа в воздухе (для принятых здесь характерных значений необходимо, чтобы $\sigma > 0.05$), а сверху – требованиями, накладываемыми на чистоту стенок реза (минимальные период и глубина шероховатостей).

Результаты расчетов приведены на рис.1–3. На рис.1 представлены характерные графики изменения скорости реза, толщин расплава и окисла в течение периода в ус-

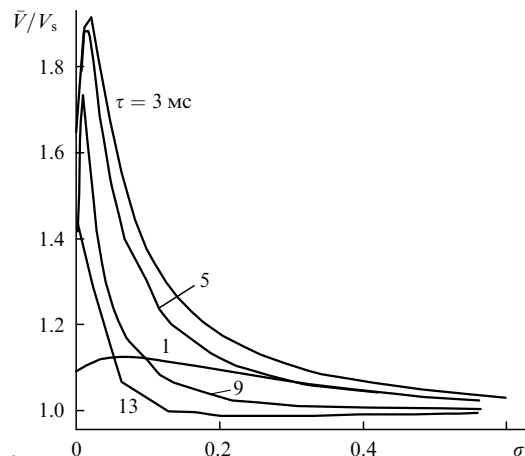


Рис.2.

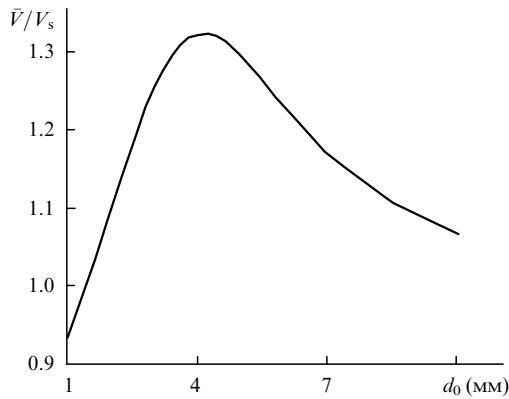


Рис.3.

тановившемся режиме ($\tau = 3 \cdot 10^{-3}$ с, $\sigma = 0.2$). На рис.2 показана средняя за период скорость резки, отнесенная к скорости резки в стационарном режиме при той же интенсивности излучения, в зависимости от скважности для различных периодов. На рис.3 для $\tau = 5$ мс и $\sigma = 0.1$ представлена зависимость средней скорости резки от ширины реза d_0 , моделирующей влияние фокусировки излучения.

Как видно из приведенных результатов расчетов, импульсно-периодический режим может приводить как к уменьшению, так и к увеличению средней скорости резки

по сравнению с непрерывным режимом. Однако можно рассчитывать, что оптимальный выбор параметров нестационарности и фокусировки пучка позволит увеличить среднюю скорость резки в 1.5–1.8 раз.

Настоящая работа выполнена при поддержке Фонда гражданских научных исследований и разработок (CRDF) США (грант № RE2-139).

1. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М., Энергоатомиздат, 1985).
2. Григорьянц А.Г. *Основы лазерной обработки материалов* (М., Машиностроение, 1988).
3. Романенко В.В., Коваленко В.С. и др. *Электронная обработка материалов*, № 3, 15 (1981).
4. Тихомиров А.В. и др. В кн.: *Аппаратура и технология газотермических покрытий и резки* (М., Машиностроение, 1982, с. 66).
5. Chryssolouris G., Cu-Choi W. *Proc.SPIE*, **1042**, 86 (1989).
6. Макашев Н.К., Асмолов Е.С., Блинков В.В. и др. *Квантовая электроника*, **19**, 910 (1992).
7. Makashev N.K., Buzykin O.G., Asmolov E.S. *Proc.SPIE*, **2713**, 248 (1996).

N.K.Makashev, E.S.Asmolov, O.G.Buzykin. Repetitively pulsed gas-jet laser cutting of metals in an oxygen-containing gas.

A model of the repetitively pulsed gas-jet laser cutting of thick metals in an oxidising gas was developed. It is shown that the optimal choice of the time-dependent (radiation) and beam-focusing parameters will make it possible to increase the average cutting rate by a factor of 1.5–1.8.