

## ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ В ГАЗОЛАЗЕРНОЙ РЕЗКЕ МЕТАЛЛОВ (ГЛР)

Т. В. Быстрова, В. Б. Либрович, В. И. Лисицын

(Москва)

В последнее время был выполнен ряд экспериментальных исследований по применению лазерной техники для резки различных материалов (металла, картона, тканей и др.) [1—5]. Резка производится при совместном воздействии на материал сфокусированного непрерывного лазерного излучения и газовой струи (инертной или кислородной), которое приводит к плавлению или сгоранию материала и удалению его из зоны резки. Преимуществом газолазерной резки по сравнению с обычными методами (кислородной и плазменной) является возможность получения достаточно узких разрезов с хорошим качеством кромок и малой зоной термического влияния, а также возможность полностью автоматизировать процесс резания.

Теоретические исследования по газолазерной резке находятся пока на ранней стадии. Так, в [3] оценка скорости резания металлов получается из условия равенства тепла, необходимого для прогрева металла до температуры плавления с последующим плавлением, и тепла, поступающего в зону реза от лазерного излучения. Эта оценка носит весьма приближенный характер. Отметим два обстоятельства, требующие более детального описания.

1. Тепловые затраты на прогрев металла от начальной температуры до температуры поверхности реза зависят от положения поверхности реза и его физико-химических свойств. Чтобы жидкий расплав металла и его окислов удалялся потоком газа из зоны разреза, на срезе должен существовать расплавленный слой конечной толщины, перегретый по сравнению с температурой плавления металла и его окисла. Толщина этого слоя и его перегрев определяются воздействием газовой струи на зону разреза.

2. Тепловыделение от окисления металла в кислородной струе сравнимо с потоком тепла от лазера и, как показывает опыт по газолазерной [5] и чисто кислородной резке [6], зависит от условий резания.

В настоящей работе предлагается модель ГЛР, включающая гидродинамическое влияние газовой струи и ее окислительных свойств на скорость резки металлов и глубину окисления удаляемого из зоны разреза жидкого расплава. В этом описываемая модель существенно отличается от известных расчетных схем [3, 4, 6], в которых гидродинамика течения расплавленного материала и окисляющие свойства газовой струи не принимались во внимание. Проводится сравнение расчетных зависимостей с экспериментальными данными [4].

### Общие представления и предположения модели ГЛР

Основные черты ГЛР состоят в следующем (рис. 1). На жидкую поверхность разреза (*ec*) падает сфокусированное лазерное излучение с плотностью энергии  $q_{\text{л}}$ , которая тратится на прогрев металла от начальной температуры  $T_0$  до температуры плавления  $T_{\text{пл}}$ , на его плавление и прогрев расплавленного металла и образующихся окислов до температуры поверхности разреза  $T_s$ . Кроме того, часть тепла идет в толщину разрезаемого металла и уносится обдуваемой его газовой струей. При высоких температурах поверхности существенны лучистые потери. Если в обдуваемой струе имеется кислород, то в зоне разреза выделя-

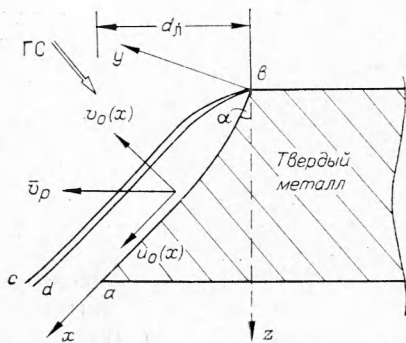


Рис. 1. Расчетная схема.

$ab$  — граница плавления;  $cb$  — поверхность реза;  $abc$  — жидкий расплав;  $d_l$  — диаметр лазерного луча;  $ГС$  — газовая струя;  $cbd$  — окисная пленка.

покрывает сплошной слой окислов, толщина которого намного меньше толщины слоя жидкого металла, так что температура и скорость течения в нем равны соответствующим величинам на внешней поверхности расплава металла.

Скорость перемещения границы разреза вдоль поверхности материала задается извне скоростью движения лазерного луча и газовой струи. Ясно, что максимальная скорость резания зависит от толщины материала, его свойств и эффективности использования газовой струи. При разных режимах обдува поверхности разреза газовой струей максимальная скорость резки может быть различной.

В целях упрощения задачи будем рассматривать газолазерную резку в предположении, что ширина разреза в металле намного превышает размер зоны теплового влияния вдоль направления резки (плоский аналог ГЛР). В этом случае в стационарном режиме резания можно пользоваться двумерными стационарными уравнениями гидродинамики, теплопроводности и переноса реагирующих компонент в газе и жидком слое. Сделаем следующие дополнительные упрощения.

1. Конвективные потери тепла в газовый поток и излучение при температурах поверхности  $\sim 2000^\circ\text{K}$  несущественны по сравнению с теплоприходом от поглощения лазерного луча и окисления металла и ими можно пренебречь. Кондуктивные потери тепла через боковые поверхности разреза можно учесть в виде поправки к граничному условию на поверхности разреза. По порядку величины эти потери пропорциональны характерному температурному перепаду  $(T_s - T_0)$ , площади поверхности теплоотдачи  $2S$  и коэффициенту теплоотдачи  $\alpha$  через прогретый слой вдоль «боковой поверхности». Толщина этого слоя совпадает с характерным размером зоны прогрева  $l_T$ , образующейся перед фронтом плавления ( $\kappa$  — температуропроводность)

$$l_T \sim \kappa / v_0,$$

$v_0$  — нормальная составляющая скорости резания  $v_p$ . Если принять коэффициент теплопроводности металла  $\lambda$  ( $\alpha \sim \lambda / l_T$ ), а площадь «боковой поверхности» зоны прогрева  $2S = 2d_{пл} \cdot l_T$ , то тепловые потери, отнесенные к единице поверхности реза, определяются формулой

$$q_{п} = \bar{\varphi} \frac{4}{\pi d_l d_{пл}} \cdot \frac{\lambda}{l_T} (T_s - T_0) \cdot 2l_T d_{пл} = \frac{8 \cdot \bar{\varphi} \lambda (T_s - T_0)}{d_l}, \quad (1)$$

где  $d_l$  — диаметр лазерного луча;  $d_{пл}$  — толщина разрезаемой пластины  $\pi = 3,14$ ;  $\bar{\varphi}$  — численный множитель порядка 1.

2. Окисление металла в кислороде связывают с переносом ионов железа и кислорода через жидкую пленку окислов [7]. Температура

ется дополнительное тепло от окисления металла. Однако основным назначением газовой струи при умеренных мощностях лазера ( $\sim 1$  кВт) является удаление расплавленного металла и его окислов. Свойства жидкой пленки при резании зависят от соотношения физических свойств жидкого металла и окислов. Применительно к железу без тугоплавких добавок, на котором в дальнейшем будет сконцентрировано внимание, температура плавления металла выше температуры плавления его окислов, так что можно считать, что окислы находятся в жидком состоянии. Будем предполагать, что расплавленную массу металла (см. рис. 1)

жидкого расплава близка к 2000° К. При таких температурах процесс окисления, по-видимому, лимитируется диффузией реагирующих компонент, так что скорость химической реакции определяется толщиной жидкой окисной пленки:  $\dot{m} = f(\delta_{\text{ок}})$ . Вид этой функции зависит от механизма диффузионного переноса в жидких окислах и является предметом специального изучения. Ограничимся простейшей зависимостью

$$\dot{m} = \frac{k}{\delta_{\text{ок}}}, \quad (2)$$

где  $k$  — константа химической реакции (г/см·с), связанная с коэффициентами диффузии ионов железа и кислорода в окислах железа и равновесными концентрациями их растворов в жидкой окисной пленке. Соотношение (2) можно применять, если процесс переноса реагирующих компонент лимитируется диффузией через слой окисла, а не через пограничный слой газа. Это условие не является ограничительным, поскольку коэффициенты диффузии в жидких окислах намного меньше коэффициентов диффузии в газах.

3. Если оценить число Рейнольдса из условия баланса массы в расплаве в приближении линейного профиля скоростей при заданном напряжении трения  $\tau$  на свободной поверхности, то

$$\text{Re} \equiv \frac{d_{\text{пл}} \cdot u_m}{\nu} = \sqrt{2 \frac{\gamma \rho}{\rho_{\text{ок}}} \cdot \left(\frac{d_{\text{пл}}^2}{\nu}\right)^2 \cdot \frac{\nu_p \tau}{\mu d_{\text{пл}}}}, \quad (3)$$

где  $u_m$  — скорость на внешней границе расплава;  $\gamma$  — стехиометрический коэффициент реакции окисления;  $\rho, \rho_{\text{ок}}$  — плотность металла и окислов;  $\nu$  и  $\mu$  — динамическая и кинематическая вязкость. При скорости газового потока 160 м/с и толщине пластины  $d_{\text{пл}} = 2 \cdot 10^{-1}$  см напряжение трения  $\tau$  составляет около  $500 \div 1000$  г/см·с. Как показывает опыт, скорости резания порядка двух сантиметров в секунду, так что  $\text{Re} \sim 1800 \gg 1$ , что, однако, меньше критического значения, при котором наступает турбулизация пограничного слоя. Поэтому можно использовать теорию пограничного слоя при ламинарном течении жидкости.

4. При рассмотрении взаимодействия газа с расплавом из-за сильного различия в вязкостях газа и жидкого металла можно пренебречь скоростью течения расплава на поверхности реза по сравнению со скоростью газа в ядре потока. Газ обтекает «почти неподвижную» жидкую пленку и напряжение трения потока о жидкий металл можно принять равным напряжению трения о неподвижную пластину.

#### Основные уравнения

Течение жидкого расплава будем описывать в рамках теории ламинарного пограничного слоя в несжимаемой жидкости с постоянным коэффициентом вязкости. В отличие от обычных постановок подобных задач, уравнение поверхности (в нашем случае поверхности плавления металла), на которой располагается пограничный слой, не задается заранее, а должно быть определено из решения задачи. Напишем уравнение для функции тока плоского стационарного течения вязкой жидкости в приближении пограничного слоя, выбрав в качестве координатных линий  $x, y$  поверхность плавления твердого тела и нормаль к этой поверхности (см. рис. 1). ( $u_{mг}$  — скорость в ядре газового потока,  $\rho_g$  — плотность газа.)

$$\psi_y \cdot \psi_{xy} - \psi_x \psi_{yy} = -\nu \cdot \psi_{yyy} + u_{mг} \cdot (u_{mг})_x \cdot \frac{\rho_g}{\rho}. \quad (4)$$

На твердой поверхности ( $y=0$ ) известны нормальная и касательная составляющие скорости; они определяются скоростью резания и формой поверхности плавления. Запишем пока это условие в общем виде:

$$y=0, \quad \psi_x = v_0(x), \quad \psi_y = -u_0(x). \quad (5)$$

Нормальная и касательная составляющие скорости резки  $v_0(x)$  и  $u_0(x)$  в дальнейшем будут определены. На поверхности разреза  $y = \delta(x)$  будем задавать  $\tau$  как функцию продольной координаты  $x$ . Влияние газовой струи на течение в жидком расплаве проявляется только через эту характеристику, которую целесообразно сохранить в достаточно общей форме ввиду того, что поле течения газа вблизи поверхности разреза зависит от расположения форсунки, формирующей струю, и может изменяться от одного эксперимента к другому. Поэтому будем использовать условие вида ( $n$  — нормаль к поверхности реза).

$$y = \delta(x), \quad \frac{\partial}{\partial n} \sqrt{\psi_x^2 + \psi_y^2} = \frac{\tau(x)}{\mu}. \quad (6)$$

Внешняя граница расплава  $\delta(x)$  совпадает с линией тока (превращение жидкости в газ исключается), поэтому без ограничения общности можно считать, что

$$\psi[\delta(x), x] = 0. \quad (7)$$

Между  $v_0(x)$ ,  $u_0(x)$ ,  $v_p$  и формой поверхности плавления имеется естественная связь

$$v_0 = v_p \cdot \cos \alpha; \quad u_0 = u_p \cdot \sin \alpha, \quad (8)$$

где  $\alpha$  — угол между направлением резания и нормалью к поверхности плавления. Если уравнение поверхности плавления в системе координат нормаль — касательная к плоскости разрезаемой пластины (см. рис. 1) есть  $h = h(z)$ , то

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1+h'^2}}, \quad (9)$$

поэтому

$$h(z) = \int_0^z \sqrt{\left(\frac{v_p}{v_0(z)}\right)^2 - 1} \cdot dz. \quad (10)$$

Для определения толщины тонкой окисной пленки, покрывающей слой жидкого металла, можно воспользоваться уравнением неразрывности окисла металла, написанным в предположении, что скорость течения в пленке окисла постоянна по всей ее толщине и равна скорости на внешней границе расплава металла, а поступление окиси в пленку происходит со скоростью, определяемой скоростью химической реакции в соответствии с (2). В дифференциальной форме это дает

$$\gamma \frac{dz}{\cos \alpha(z)} \cdot \left[ \frac{k}{\delta_{ок}} \right] = d[\rho_{ок} \cdot \delta_{ок}(z) \cdot u_m(z)]. \quad (11)$$

Приведенные выше соотношения связывают границу плавления  $h(x)$ , толщину расплава  $\delta(x)$ , толщину окисной пленки  $\delta_{ок}(x)$ , а следовательно, и скорость тепловыделения от окисления  $q_x(x) = mQ_r$  с напряжением трения  $\tau(x)$  и линейной скоростью резания  $v_p$ , для нахождения которой необходимо рассмотреть задачу теплопроводности в твердом металле и слое расплава. Решение двумерной задачи представляет значительные трудности, поэтому решим ее в одномерной постановке, производя осреднение граничного условия по поверхности разреза

$$\overline{\delta(x)} = \delta; \quad \overline{q_x(x)} = q_x; \quad \overline{q_n(x)} = q_n; \quad \overline{v_0(x)} = v_0 \quad (12)$$

так, что уравнение теплопроводности будет описывать распространение тепла по нормали к поверхности плавления

$$\lambda \frac{d^2 T_i}{dy^2} + c\rho v_0 \frac{dT_i}{dy} = 0; \quad i = 1, 2, \quad (13)$$

где  $c$  — удельная теплоемкость металла.



На поверхности разреза тепловой поток задается в виде

$$y = \delta(x); \quad -\lambda \frac{dT_1}{dy} = q \equiv q_l + q_x - q_n; \quad T_1 = T_s. \quad (14)$$

На поверхности плавления учитываются затраты тепла на плавление:

$$y = 0, \quad -\lambda \frac{dT_1}{dy} = -\lambda \frac{dT_2}{dy} + \rho v_0 Q_{пл}; \quad T_1 = T_2 = T_{пл}, \quad (15)$$

где  $Q_{пл}$  — удельная теплота плавления вдали от зоны разреза:

$$y = -\infty; \quad T_2 = T_0. \quad (16)$$

Индекс 1 относится к зоне расплава, индекс 2 — твердый металл. В этих выражениях  $q_l = \frac{4N(1-R)}{\pi d_l d_{пл}}$  — лучистый поток тепла на единицу поверхности реза;  $q_x(x)$  — осредненное тепловыделение от реакции, отнесенное к единице поверхности разреза;  $q_n$  — потери тепла по формуле (1);  $R$  — коэффициент отражения поверхности разреза;  $N$  — мощность лазерного луча. Тепловая задача (13)—(16) дает скорость  $v_0$  как функцию неизвестных в рамках тепловой задачи величин  $\delta$  и  $q$ , которые определяются из решения гидродинамической задачи. Распределение температуры в соответствии с (13), (15), (16) имеет вид:

$$T_1 = (T_s - \bar{T}_0) \exp\left(-\frac{v_0 y}{\kappa}\right) + \bar{T}_0, \quad (17)$$

$$T_2 = \frac{T_{пл} - T_s}{T_{пл} - \bar{T}_0} \cdot (T_s - T_0) \exp\left(-\frac{v_0 y}{\kappa}\right) + T_0. \quad (18)$$

Здесь  $\bar{T}_0 = T_0 - \frac{Q_{пл}}{c}$ . При получении формул (17), (18) не использовались два граничных условия на поверхности относительно температуры поверхности и теплового потока.

### Автомодельные решения

Получить точное решение нелинейной гидродинамической задачи (4)—(7) при произвольной функции  $\tau(x)$  затруднительно. Рассмотрим поэтому случай, когда задача оказывается автомодельной и ее решение существенно упрощается. Пусть  $\tau(x) = \mu \cdot A \cdot x^n$ ,  $A$  — заданная константа, характеризующая силовое воздействие газового потока на расплав,  $\text{см}^{-n} \cdot \text{с}^{-1}$ . В соответствии с решением Фолкнера—Скэна [8], за автомодельную переменную выберем комбинацию

$$\eta = y \left( x^{n-1} \cdot \frac{A}{\nu} \right)^{1/3}, \quad (19)$$

а функцию тока  $\psi$  введем соотношением

$$\psi(x, y) = (x^{n+2} \cdot \nu^2 \cdot A)^{1/3} \cdot \varphi(\eta, n). \quad (20)$$

Переходя к новым переменным, убеждаемся, что основное уравнение (4) переходит в уравнение в полных производных для безразмерной функции тока  $\varphi$ :

$$-\varphi''' + \frac{n+2}{3} \varphi \cdot \varphi'' = \frac{2n+1}{3} [\varphi^{12} - a] \quad a = \left( \frac{3}{n+2} \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho}} \cdot \frac{\mu}{\mu_r} \right), \quad (21)$$

а граничные условия (6), (7) на внешней поверхности жидкого расплава принимают вид:

$$\varphi(\eta_h, n) = 0; \quad \varphi''(\eta_h, n) = -1, \quad (22)$$

где  $\eta_h$  характеризует толщину расплавленного слоя. Посмотрим теперь, возможно ли в автомодельных переменных удовлетворить граничным

условиям (5) на поверхности плавления металла. Вычисляя производные от (20) и (19), получаем соотношения:

$$v_0(x) \equiv \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)_{y=0} = \frac{n+2}{3} (A^2 v x^{n-1})^{1/3} \cdot \varphi(0, n), \quad (23)$$

$$u_0(x) \equiv - \left( \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)_{y=0} = - (A^2 v x^{2n+1})^{1/3} \cdot \varphi'(0, n). \quad (24)$$

Распределение нормальной скорости  $v_0(x)$ , вычисленное по формуле (23), должно совпадать с распределением, следующим из решения тепловой задачи. Кроме того, касательная скорость (24) должна удовлетворять естественной связи между  $v_0(x)$ ,  $v_p$ ,  $u_0(x)$ :

$$u_0(x) = \sqrt{v_p^2 - v_0^2(x)}. \quad (25)$$

Как будет показано ниже на конкретном примере, первое условие может выполняться точно в некоторых частных случаях. В то же время касательные составляющие по (24) и (25) никогда не совпадают.

Однако обоснованно предположить, что детальная структура распределения касательной скорости (24) в приближении теории пограничного слоя слабо влияет на интегральные характеристики течения. И действительно, поток массы через границу плавления определяется лишь нормальной скоростью  $v_0$ , а перепад продольной скорости по сечению пограничного слоя от присутствия касательной составляющей на границе плавления изменится слабо, так как для больших чисел  $Re$   $u_0(x)/u(x, \delta) \ll 1$ . Представляет интерес рассмотреть подробнее случай  $n=1$ , соответствующий распределению напряжения трения на внешней границе расплава, которое реализуется вблизи критической точки при обтекании тупого тела. Из соотношений (11), (19), (23) видно, что в этом случае нормальная составляющая  $v_0$ , толщина слоя  $\delta$  и толщина окисной пленки  $\delta_{ок}$  не зависят от координаты  $x$ . При постоянной  $v_0$  из (10) следует  $h \sim z$ , так что граница плавления — прямая линия, образующая постоянный угол  $\alpha$  с осью  $z$ . Интегрируя уравнение границы плавления (10) и полагая в оптимальных условиях резания  $h(d_{пл}) = \bar{d}_n$ , получим выражение максимальной скорости резания  $v_p$  через нормальную по формуле

$$v_p = v_0 \sqrt{1 + \left( \frac{d_n}{d_{пл}} \right)^2}. \quad (26)$$

Постоянной толщине окисной пленки соответствует равномерное распределение тепловыделения от окисления по поверхности разреза, поэтому при  $n=1$  одномерная тепловая и двумерная гидродинамическая задачи согласуются точно. Требуя, чтобы решение (17) удовлетворяло двум граничным условиям на поверхности жидкого расплава (14), получим два уравнения относительно  $T_s$  и  $v_0$ :

$$T_s - \bar{T}_0 = (T_{пл} - \bar{T}_0) \exp\left(\frac{v_0 \delta}{x}\right), \quad (27)$$

$$T_s - T_0 = \left[ 1 + \frac{8\bar{\varphi}}{\pi} \cdot \frac{\kappa}{v_0 d_n} \right]^{-1} \cdot \left[ \frac{q_n + q_x}{c \rho v_0} - \frac{Q_{пл}}{c} \right]. \quad (28)$$

Толщина расплава и тепловыделение от окисления определяются формулами

$$\delta(x) = \eta_{\kappa} \sqrt[3]{\frac{v}{A}}; \quad q_x = \sqrt[3]{\frac{k \rho_{ок}}{\gamma} \sqrt[3]{A^2 v} \cdot \varphi'(\eta_{\kappa}) \cdot Q_{\Gamma}}. \quad (29)$$

Здесь  $\eta_k$  — параметр, при котором существует решение краевой задачи:

$$-f''' = \eta_k \left[ \frac{2n+1}{3} (f'^2 - \eta_k^2 \cdot a) - \frac{n+2}{3} f f'' \right]; \quad f(\varepsilon) \equiv \varphi(\varepsilon \eta_k); \quad \varepsilon = \eta / \eta_k; \quad (30)$$

$$f(0) = \frac{3}{n+2} \cdot \frac{v_0}{(Av^2)^{1/3}}; \quad f'(0) \equiv 0; \quad f''(1) = -\eta_k^2; \quad f(1) = 0. \quad (31)$$

Производная в нуле  $f'(0)$  приближенно положена равной нулю в силу незначительного влияния на интегральные характеристики касательного вдува в пограничный слой. Краевая задача (30), (31) при  $\eta_k \ll 1$  допускает простое решение

$$f(\varepsilon) = -\frac{\eta_k^2}{2} \varepsilon^2 + \frac{3}{n+2} \cdot \frac{v_0}{(Av^2)^{1/3}}, \quad (32)$$

при этом

$$\eta_k \approx \sqrt{\frac{6}{n+2} \cdot \frac{v_0}{(Av^2)^{1/3}}}. \quad (33)$$

Предельный переход  $\eta_k \ll 1$  соответствует отбрасыванию в исходном уравнении (4) членов, связанных с конвективным ускорением частиц. Так что решение (32) описывает течение, в котором жидкие частицы находятся в локальном равновесии, испытывая медленные квазистационарные изменения скорости.

### Обсуждение результатов

Остановимся на наиболее важных выводах, вытекающих из приведенного выше рассмотрения. Анализ закономерностей влияния газовой струи на скорость резания указывает на различное поведение  $v_p(G)$  для кислородной и инертной струи (рис. 2). В инертной струе зависимость  $v_p(G)$  при увеличении  $G$  насыщается. Это связано со следующими факторами: увеличивающееся напряжение трения улучшает условия сдува жидкого расплава, при этом падает толщина расплава, уменьшается количество тепла, расходуемое на перегрев металла свыше температуры плавления, уменьшаются кондуктивные потери и процесс резания выходит на максимально возможную при данных условиях скорость, лимитируемую лишь первой стадией: прогревом до температуры плавления, плавлением и тепловыми потерями. Картина меняется, если струя кислородная. Улучшение условий сдува жидкого расплава обеспечивает требуемый расход окиси при меньшей толщине окисной пленки, что, в свою очередь, увеличивает скорость окисления и тепловыделения. Так что интенсификация обдува кислородной струей стимулирует химическую реакцию, и скорость монотонно растет.

Итак, гидродинамика обтекания воздействует на резание металлов, через унос расплавленного материала, затраты тепла на перегрев расплава свыше температуры плавления и интенсивность окисления.

Управление химической реакцией окисления гидродинамическим течением напоминает диффузионные режимы горения твердых гибридных топлив в потоках газообразного окисления при гетерогенной реакции на поверхности топлива.

Численные расчеты показывают, что влияние толщины разрезаемого материала (рис. 3) на скорость резания связано с зависимостью плотности чистого потока  $q_n$  и плотности химических источников тепла  $q_x$  от толщины. Так, например, при изменении  $d_{np}$  от  $10^{-1}$  до  $5 \cdot 10^{-1}$  см  $q_n$  и  $q_x$  уменьшаются от  $1,53 \cdot 10^3$  и  $3,8 \cdot 10^3$  до  $3 \cdot 10^3$  и  $10^3$  кал/см<sup>2</sup>·с соответственно. Такое соотношение между  $q_n$  и  $q_x$ , казалось бы, говорит о поправочном характере тепловыделения от окисления при ГЛР. Одна-

ко при оценке роли химических источников необходимо помнить, что в инертной струе лазерное излучение поглощается поверхностью чистого металла, у которого коэффициент поглощения примерно в два раза меньше, чем у окислов. Например, при  $d_{пл} = 10^{-1}$  см плотность теплового потока в кислородной струе  $19,1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с}$ , в инертной струе —  $7,6 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с}$ , так что окисляющее воздействие кислородной струи имеет принципиальное значение.

В заключение следует отметить, что стремление авторов к наиболее простому описанию теплового режима в одномерной постановке оправ-

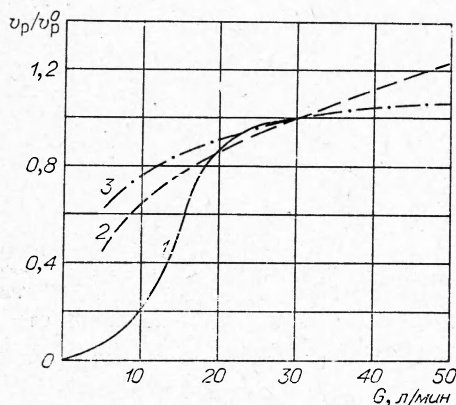


Рис. 2. Зависимость скорости резания от расхода в газовой струе ( $G$ ).  $v_p^0$  — скорость резания при  $G=30$  л/мин.

1 — экспериментальные данные [4]; 2 — расчет (кислородная струя); 3 — расчет (инертная струя).

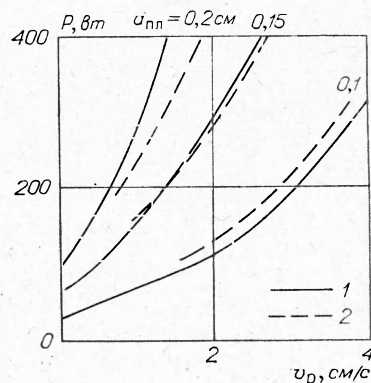


Рис. 3. Зависимость скорости резания от мощности лазерного излучения и толщины пластины.

1 — экспериментальные данные [4]; 2 — расчет (кислородная струя).

дывается конкретной целью работы: показать важность процесса, определяющего положение поверхности разреза, ее температуру и глубину окисления металла. Из численных расчетов следует, что для пластины толщиной  $0,2$  см в диапазоне мощности лазерного излучения  $200 \div 400$  Вт температура поверхности меняется от  $1600$  до  $2200^\circ \text{C}$ , а толщина жидкого расплава от  $65$  до  $110$  мк.

Авторы благодарны Г. И. Козлову, предоставившему возможность ознакомиться с экспериментальным материалом, способствовавшим появлению этой работы.

Поступила в редакцию  
26/III 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Sullivan, P. F. Houldcroft. Brit. Weld. J., 1967, 46, 8.
2. M. J. Adams. Metal Construction and Brit. Weld. J., 1970, 2, 1.
3. T. Higuchi, T. Miyazawa a. o. Mitsubishi Denki., 1971, 45, 10, 1298.
4. В. П. Бабенко, В. П. Тычинский. Газолазерная резка металлов. Квантовая электроника, 1972, 5 (11).
5. Т. В. Быстрова, Г. И. Козлов и др. Газолазерная резка металлов. ФГВ, 1973, (в печати).
6. С. Г. Гузов. Материальный и тепловой баланс кислородной разделительной резки. Тр. ВНИИ Автоген, вып. 5, 1959.
7. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., «Мир», 1969.
8. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., 1970.