

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Бурмистров, Н. Г. Верникова, Б. Г. Ефимов,
П. Н. Кузьяев, Т. Ю. Ложкин, Н. К. Макашев, Тер-
мокапиллярные и термохимические эффекты при
проплавлении металла концентрированным пото-
ком энергии, *ТВТ*, 1989, том 27, выпуск 5, 992–1000

Использование Общероссийского математического портала Math-
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовател-
ским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.210.149.218

5 ноября 2024 г., 23:30:58



УДК 535.211

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЕ И ТЕРМОХИМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПРОПЛАВЛЕНИИ МЕТАЛЛА КОНЦЕНТРИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ЭНЕРГИИ

*Буржистров А. В., Верникова Н. Г., Ефимов Б. Г.,
Кузнецов П. Н., Ложкин Т. Ю., Макашев Н. К.*

Исследовано сквозное проплавление металлических пластин концентрированным потоком энергии. Получена экспериментальная зависимость времени образования отверстия от скорости обдува, обладающая новыми качественными особенностями. Дана их теоретическая трактовка на основе учета капиллярных и термохимических явлений на поверхности раздела расплав – газ.

Концентрированные потоки энергии (КПЭ) различной природы используются во многих процессах, требующих локализованного нагрева малых объемов вещества [1]. Одним из примеров является применение их для получения отверстий. Процесс этот изучался в целом ряде работ [2–6]. В зависимости от условий он может идти как за счет испарения материала, так и за счет плавления с последующим удалением расплава под действием тех или иных сил – реакции струи паров [2], сил со стороны внешнего газового потока [3–5], веса [3], термокапиллярных напряжений [6].

Данная работа посвящена исследованию образования отверстий в металлических пластинках, обдуваемых тангенциальным потоком газа. Диапазон интенсивностей КПЭ (10^3 – 10^4 Вт/см²) тот же, что и в [3–5]. Основное отличие от этих работ заключается в более подробном изучении области малых скоростей потока $u \leq 20$ м/с и радиусов зоны плавления $r_n \leq 3$ мм, где определяющую роль играют капиллярные эффекты и термохимические изменения состава расплава.

Методика и результаты эксперимента. В качестве КПЭ использовалось непрерывное лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм, направлявшееся по нормали на горизонтально расположенные титановые пластины из сплава ОТЧ-1 с размерами 3×5 см² и толщиной $h_0 = 0,3; 0,6$ и 1 мм. Радиус светового пятна на поверхности образца r_0 варьировался в пределах 1–2,5 мм. Воздушный поток с температурой и давлением, близкими к атмосферным, создавался с помощью сопла с выходным сечением 2×5 см². Пластина располагалась в плоскости симметрии потока, так что обдувались обе ее поверхности. Центр зоны действия КПЭ находился на расстоянии 1 см от передней границы образца.

Для определения времени образования отверстия под образцом устанавливалась тонкая пластинка из меди, препарированная несколькими термомпарами. Момент образования отверстия t_p регистрировался на осциллографе Н-117 по резкому увеличению сигнала термопар. Кроме t_p в эксперименте измерялась фотопиromетрическим методом температура T в области нагрева на облучаемой стороне пластины.

В отдельных опытах с пластинками толщиной 0,3 мм регистрировалось с помощью фотометрической методики [7] изменение во времени интегральной поглотательной способности $A_i(t)$.

Экспериментальные зависимости $t_p(u)$ для различных значений r_0 , h_0 и фиксированного значения интенсивности в центре зоны действия КПЭ представлены на рис. 1. Кривые 1–3 (рис. 1, а), соответствующие $r_0 = 2,5$ мм, демонстрируют влияние на $t_p(u)$ толщины пластины. При достаточно малом $h_0 = 0,3$ мм зависимость $t_p(u)$ монотонно убывает, в случае

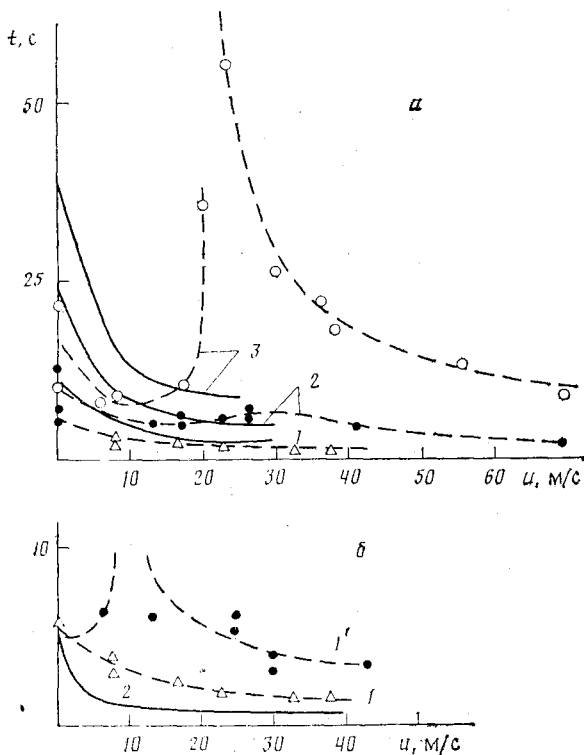


Рис. 1. а: зависимости $t_p(u)$ (штриховые кривые) и $t_n(u)$ (сплошные) для пластин толщиной 0,3 (1), 0,6 (2) и 1,0 мм (3) при $r_0=2,5$ мм, $I \approx 2300$ Вт/см²; б: зависимости $t_m(u)$ (сплошная кривая) и $t_p(u)$ (штриховые) для пластины толщиной 0,3 мм при $r_0=2,5$ (1, 2) и 1 мм (1')

$h_0=0,6$ мм на ней в области $u < 30$ м/с появляются минимум и максимум, для пластины наибольшей толщины максимум становится весьма резким. Сравнение кривых 1 и 1' (рис. 1, б) показывает, что при малом h_0 за счет уменьшения r_0 также можно получить аналогичное немонотонное поведение $t_p(u)$.

Фотопирометрически зарегистрированные значения температуры в центре зоны нагрева T_i достигали к моменту образования отверстия 3000 К при $h_0=0,3$ мм и 2700 К при $h_0=1$ мм.

Радиус расплавленной области на облучаемой поверхности $r_{пл}$ не превышал 3,5 мм. Получаемые отверстия имели характерную форму кромки в виде тороидального утолщения. На образцах, охлажденных до появления отверстия, с обеих сторон пластины в центре нагревавшейся зоны оставалась вогнутость с глубиной, близкой к $h_0/2$, а на периферии — выпуклость. В диапазоне $u \geq 20$ м/с отверстия становятся существенно несимметричными с преимущественным наплывом на нижней по течению кромке.

Экспериментальные зависимости $A_i(t)$ оказались качественно различными при $u=0$ и в тех опытах с обдувом ($u=15-20$ м/с), когда время t_p максимально. В первом случае поглощательная способность проходит в момент времени $t \approx 2$ с через максимум $A_{im} \approx 0,55$, после чего падает до $\sim 0,5$, оставаясь на этом уровне до образования отверстия. Во втором случае она, монотонно возрастая, достигает за 2–3 с значения 0,9 и в дальнейшем также заметно не меняется.

Механизм образования отверстия в отсутствие обдува. Сравнение измеренных величин T_i с температурами плавления ($T_{п} < 2200$ К) и кипения ($T_{к} \approx 3500$ К) титана и его оксидов [8, 9] показывает, что в рассматриваемом случае ($u=0$) испарение не могло быть причиной образо-

вания отверстия, плавление же распространялось на всю толщину пластины (по оценкам, поперечный температурный перепад мал: $\Delta T_h = T_1 - T_2 \ll T_1 - T_n$). Нетрудно показать, что вес мог вызывать лишь незначительный прогиб образующегося слоя расплава. Силы со стороны окружающего газа в отсутствие обдува также несущественны. С учетом этого естественно предположить, что в данных условиях отверстие образовывалось за счет капиллярных напряжений. В центре зоны нагрева, где температура расплава максимальна, коэффициент поверхностного натяжения σ меньше, чем на периферии (термокапиллярный эффект [6, 10, 11]). Поэтому жидкость начнет смещаться от центра к краям, так что толщина ее в центре $h(0)$ уменьшится, а по краям увеличится; при достаточно малом $h(0) \ll h_0$ слой разорвется.

В [11] экспериментально установлено, что для слоев этилового спирта толщиной $h_0 \approx 0,5$ мм и радиусом 5 см уменьшение $h(0)$ до нуля и разрыв слоя происходят при радиальных температурных перепадах $\Delta T = 20-30$ К. Проанализируем возможность реализации аналогичного механизма образования отверстия в опытах данной работы, отличающихся значительно меньшими r_n , большими ΔT и видом жидкости (расплав T_i).

Ограничиваясь приближенным рассмотрением, заменим реальную осесимметричную ситуацию упрощенной плоской: полосой расплава шириной $2r_n$. Сравнительно малым изменением температуры поперек слоя $\Delta T_h \ll \Delta T_n = T_1 - T_n$ пренебрежем. Считая слой тонким ($\zeta \ll r_n$, где ζ — локальная полутолщина), будем, как и в [11], описывать течение в нем уравнениями пограничного слоя

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v_x}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0. \quad (1)$$

Здесь x и y — продольная и поперечная координаты (начало координат свяжем с центром симметрии); v_x и v_y — соответствующие проекции скорости; p , ρ и μ — давление, плотность и вязкость жидкости.

Далее будет видно, что гидродинамическое время $t_n = r_n/v_x$ в интересующих нас условиях много меньше характерного времени нагрева, поэтому описание течения стационарными уравнениями (1) корректно.

Давление определяется формулой Лапласа

$$p = p_0 - \sigma \zeta'', \quad (2)$$

где p_0 — атмосферное давление; ζ'' — кривизна поверхности в приближении тонкого слоя (штрихи означают производные по x).

Граничные условия имеют вид

$$v_y|_{(x,0)} = \frac{\partial v_x}{\partial y} \Big|_{(x,0)} = 0, \quad \frac{v_y}{v_x} \Big|_{(x,\zeta(x))} = \zeta', \quad \mu \frac{\partial v_x}{\partial y} \Big|_{(x,\zeta(x))} = \sigma'. \quad (3)$$

Первое выражает симметрию течения, второе — непротекание через поверхность $\zeta(x)$, третье представляет собой равенство капиллярного и вязкого напряжений, записанное в приближении тонкого слоя.

Из (1), (3) следует

$$\rho \frac{d}{dx} \int_0^{\zeta} v_x^2 dy = \sigma' - p' \zeta.$$

Подставляя сюда выражение (2) и параболическую аппроксимацию профиля продольной скорости

$$v_x = \frac{\sigma' \zeta}{2\mu} \left[\left(\frac{y}{\zeta} \right)^2 - \frac{1}{3} \right], \quad (4)$$

удовлетворяющую первому и третьему условиям (3), а также условию равенства нулю полного расхода жидкости, получим с учетом неравенства $\zeta \zeta'' < 1$, справедливого для тонкого слоя, уравнение формы его поверхности

$$\sigma' + \sigma \zeta''' \zeta = \frac{\rho}{24} \left(\frac{\sigma'^2 \zeta^3}{\mu^2} \right)' \quad (5)$$

Оно, по существу, выражает закон сохранения импульса: в левой части стоят члены, связанные с капиллярным напряжением и градиентом давления, в правой — конвективный член. Последний в [11], где также исследовались деформация поверхности и разрыв слоя жидкости под действием термокапиллярного движения, не учитывался. Однако в нашем случае, отличающемся гораздо большими температурными перепадами и скоростями течения, он будет играть определяющую роль. Чтобы показать это, оценим отношение первых двух членов в (5) при $x \sim r_n$

$$G = \frac{\sigma'}{\sigma \zeta''' \zeta} \approx \frac{\Delta \sigma_n r_n^2}{\sigma \zeta \Delta \zeta_n} = \Delta \delta_n \frac{r_n^2}{\zeta \Delta \zeta_n}, \quad \Delta \delta_n = \frac{\Delta \sigma_n}{\sigma}, \quad (6)$$

где $\Delta \zeta_n$ и $\Delta \sigma_n$ — изменения величин ζ и σ на масштабе $x \sim r_n$. Так как в области $x \leq r_n$ (за исключением, возможно, малой по сравнению с r_n окрестностью точки $x = r_n$, где нарушается приближение тонкого слоя) выполняется неравенство $\zeta \Delta \zeta \leq (h_0/2)^2$, то для $\Delta \delta_n \gg \Delta \delta_{nk} = (h_0/2r_n)^2$ имеем $G \gg 1$. Для таких $\Delta \delta_n$ в уравнении (5) можно пренебречь членом, связанным с градиентом давления, конвективный же член следует сохранить. После этого интегрирование по x дает

$$\zeta(x) = \frac{2\sqrt{3} \mu^{2/3}}{\rho^{1/3}} \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma'^2} \right)^{1/3} \quad (7)$$

(при интегрировании учтено, что $\sigma'(0) = 0$).

В рассматриваемых опытах неравенство $\Delta \delta_n \gg \Delta \delta_{nk}$ выполнялось с хорошим запасом. Действительно, вычисляя поверхностное натяжение расплава титана по формуле [8, 12]

$$\sigma(T) = [1650 - 0,42(T - T_n)] \text{ дин} \cdot \text{см}^{-1}, \quad (8)$$

для характерного экспериментального значения $\Delta T_n = 900$ К имеем $\Delta \delta_n \approx 0,26$. В то же время величина $\Delta \delta_{nk}$ в опытах не превышала $2,5 \cdot 10^{-2}$.

Полагая $x \approx r_n$, $\Delta \sigma \approx \Delta \sigma_n$, $\sigma' \approx \Delta \sigma_n / r_n$, с помощью (4), (7) получаем оценки толщины слоя и скорости конвекции

$$\zeta \approx 3 \left(\frac{\mu^2 r_n^2}{\rho \Delta \sigma_n} \right)^{1/3}, \quad v \approx \left(\frac{\Delta \sigma_n^2}{\rho \mu r_n} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Примем $\rho = 4,1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ [12], вязкость будем определять по формуле [12, 13]

$$\mu = 1,25 \cdot 10^{-3} \exp(7250/T) \text{ П}, \quad (10)$$

подставляя в (9) значения μ , вычисленные при характерной температуре $T_n = (T_1 + T_2)/2$. Тогда для опытов с пластинами наибольшей толщины ($h_0 = 1$ мм, $r_n \approx 3$ мм, $T_1 \approx 2700$ К) из (8)–(10) найдем $\zeta \approx 0,12$ мм, $v \approx 1,4$ м/с; для опытов с пластинами наименьшей толщины ($h_0 = 0,3$ мм, $r_n \approx 3$ мм, $T_1 \approx 30000$ К) $\zeta \approx 0,09$ мм, $v \approx 2$ м/с.

Покажем, что достижение столь малых ζ и столь высоких v способно привести к разрыву слоя. В качестве причины разрыва рассмотрим эффект, на возможность которого указано в [10]. Он заключается в разрушении стационарного режима конвекции и истечении расплава за пределы области его образования при достаточно быстром термокапиллярном

движении вследствие того, что поверхностное натяжение уже не может уравновесить возникающие центробежные силы. В данном случае эти силы возникают в окрестности точки $x=r_n$, где приближение тонкого слоя ($v_y \ll v_x$) нарушается, и образуется утолщение, внутри которого происходит поворот вектора скорости жидкости. Проведем оценки условий существования стационарного течения, сделав упрощающее предположение, что компоненты скорости v_x и v_y в области утолщения по порядку величины равны характерной скорости v , определяемой формулой (9). При стационарном течении поперечный перепад давления $\Delta p_y \approx \rho v_y^2$ должен уравновешиваться капиллярным давлением $\Delta p_o \approx \sigma/R$, где R — характерный радиус кривизны поверхности утолщения,

$$\rho v_y^2 \approx \sigma/R. \quad (11)$$

Так как вне утолщения $\xi \ll h_0$, то внутри него находится большая часть расплава. Следовательно, $R \geq \sqrt{r_n h_0}/2\pi$. Учитывая это неравенство, а также предположение $v_y \approx v \approx (\Delta \sigma_n^2 / \rho \mu r_n)^{1/2}$, получаем ограничение на $\Delta \sigma_n$, при котором может выполняться равенство (11), выражающее баланс центробежных сил и сил поверхностного натяжения

$$\Delta \sigma_n < \Delta \sigma \approx (2\pi)^{3/2} \mu^{1/2} \sigma^{3/4} r_n^{1/4} / (\rho^{1/4} h_0^{3/4}). \quad (12)$$

Величина $\Delta \sigma$ растет с убыванием толщины пластины. Физически это обусловлено тем, что в случае тонких пластин образуется утолщение меньшего радиуса, труднее разрушаемое центробежными силами. Данная особенность качественно соответствует экспериментально установленному факту: температура T_1 , при которой появляется отверстие, для тонких пластин больше, чем для толстых. Вводя $\Delta T. = \Delta \sigma. / |d\sigma/dT|$, находим с помощью (8), (10), (12) $\Delta T. \approx 400$ К при $h_0 = 1$ мм, $r_n = 3$ мм и $\Delta T. \approx 650$ К при $h_0 = 0,3$ мм, $r_n = 3$ мм. Найденные значения $\Delta T.$ удовлетворительно согласуются с максимальными $\Delta T.$, зарегистрированными в опытах. Приведенные оценки свидетельствуют в пользу рассматриваемого механизма разрыва слоя. В то же время ряд использованных допущений требуют в дальнейшем более подробного анализа. В данной работе проанализируем роль лишь одного неучтенного выше физического фактора — изменения свойств расплава вследствие взаимодействия с кислородом воздуха.

Влияние взаимодействия с кислородом на эффективность термокапиллярного механизма разрыва расплава. Составы вида TiO_n , образующиеся в системе титан — кислород, могут быть растворами или окислами в зависимости от величины n . Предельное значение $n = n_n$, соответствующее насыщению раствора и образованию на его поверхности окисла, $\approx 0,5$ [9].

Как показано в [7, 14], при достаточно быстром нагреве титана массообмен между поверхностной пленкой окисла и нижележащим раствором приводит к немонотонному изменению толщины пленки со временем. Сначала она растет, затем начинает убывать вследствие превышения диффузионного потока j_p кислорода из окисла в раствор над его предельным потоком j_r из газа в окисел, который может обеспечить газофазная диффузия. Убывание может происходить вплоть до исчезновения окисного покрытия. Поскольку в дальнейшем по мере потребления кислорода его содержание в растворе растет, то в некоторый момент оно достигает на поверхности насыщающего значения, и окисел возникает вновь. Так как поток j_r растет вместе со скоростью обдува (рис. 2), то увеличение u должно интенсифицировать окисление и уменьшать время отсутствия окисла вследствие растворения.

В рассматриваемых опытах без обдува эффект растворения должен быть сильно выражен, поскольку темпы нагрева и уровень температуры превышают достигавшиеся в [7]. На растворение указывает и характерное немонотонное поведение $A_i(t)$, полученное в опытах с $u=0$. Быстрое растворение окисла в отсутствие обдува продемонстрируем с помощью численных расчетов на основе модели [7], не учитывающей термокапил-

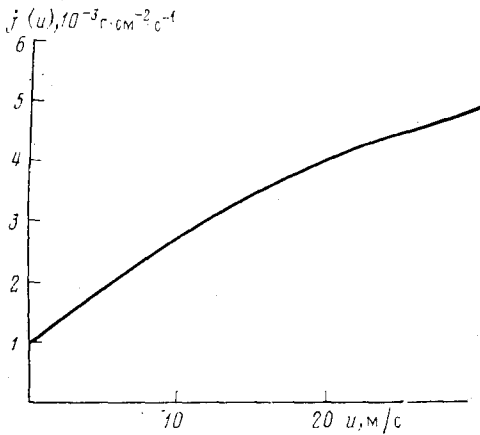


Рис. 2

Рис. 2. Предельный диффузионный поток массы кислорода при $r_0=2,5$ мм, $T_1=2500$ К (расчет по методике [15, 16])

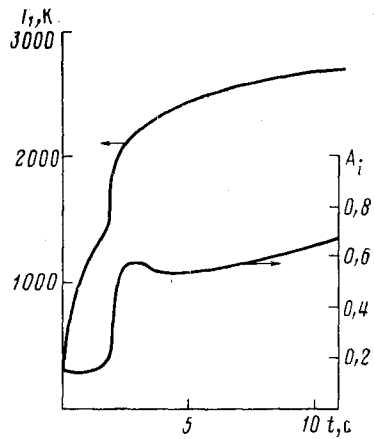


Рис. 3

Рис. 3. Расчетные зависимости температуры и интегральной поглощательной способности при $h_0=1$ мм, $r_0=2,5$ мм, $I=2300$ Вт/см²

лярного течения (последнее, перемешивая расплав, тем самым увеличивает поток j_p , т. е. может лишь дополнительно уменьшить количество окисла). Как и в [7, 14], в расчетах использованы усредненные по нагреваемому участку поверхности коэффициенты тепло- и массообмена с газом [15, 16]. Распределение интенсивности $I(r)$ в пределах зоны радиусом $r_0=2,5$ мм принято постоянным, значение $I=2300$ Вт/см² приближенно соответствует эксперименту.

На рис. 3 показаны расчетные зависимости $T_1(t)$, $A_i(t)$ для пластины толщиной 1 мм при $u=0$. Температура T_1 за время $t=11$ с достигает значения $T_1=2700$ К, при котором в опыте происходит разрыв расплава. Максимальный радиус жидкого слоя, согласно расчету, составляет ~ 3 мм, что хорошо соответствует опытным данным. Зависимость $A_i(t)$ имеет максимум, обусловленный убыванием толщины окисла вследствие растворения. К моменту $t=4$ с (точка минимума A_i) окисел остается лишь на периферии расплава в виде кольца шириной $\approx 0,3r_n$. Затем количество окисла увеличивается, и поглощательная способность растет.

Покажем, что на практике растворение будет гораздо более полным. Действительно, термокапиллярная конвекция, обновляя поверхностный слой жидкости за время $t_k \approx r_n/v$, приведет к образованию диффузионного пограничного слоя толщиной $\Lambda_k \approx 2\sqrt{Dt_k}$ (D — коэффициент диффузии кислорода в растворе), тогда как в случае покоящегося расплава толщина диффузионного слоя изменяется на временах $t \leq h_0^2/D$ по закону $\Lambda_D \approx 2\sqrt{Dt}$. Отношение средних по времени потоков j_p в этих двух случаях оценивается величиной $\Lambda_D/\Lambda_k \approx \sqrt{t_p}/r_n$. Полагая $v=100$ см/с, $r_n=0,3$ см, $t=4$ с, находим $\Lambda_D/\Lambda_k \approx 37$. Таким образом, массовая скорость растворения на выбранном промежутке времени увеличивается за счет конвекции более чем на порядок. Из сравнения этой оценки с результатом приведенного численного расчета ясно, что за время $t \ll t_p(0)$ окисел на расплаве исчезнет полностью.

Основной перепад плотности кислорода в движущемся растворе будет приходиться на диффузионный пограничный слой и в отсутствие окисла составит $\Delta\rho_k \approx j_r \Lambda_k / D \approx 2j_r \sqrt{r_n/vD}$. При $u=0$ из рис. 2 имеем $j_r \approx 10^{-3}$. Значение D в области $T > 2400$ К порядка 10^{-4} см²·с⁻¹. Отсюда $\Delta\rho_k \leq 1,1 \cdot 10^{-2}$ г·см⁻³. Малость этой величины по сравнению с плотностью кислорода в насыщенном растворе $\rho_n \approx 0,7$ г·см⁻³ позволяет считать, что кислород распределяется в жидкости практически равномерно, и значение n , опре-

деляющее состав раствора, растет со временем по закону

$$n = \frac{2j_r t M_{Ti}}{\rho_0 h_0 M_O} \quad (13)$$

Здесь ρ_0 — плотность твердого металла; M_{Ti} и M_O — массы атомов титана и кислорода; коэффициент 2 учитывает наличие у пластины двух поверхностей; произведение $j_r t$ записано вместо соответствующего интеграла ввиду сравнительно слабого изменения потока j_r с температурой в интересующей нас области $T > T_n$. Последняя формула дает для значений $j_r = 10^{-3}$ г·см⁻²·с⁻¹, $n = n_n = 0,5$ и толщин пластин 1; 0,6 и 0,3 мм времена насыщения t_n , равные 38, 22 и 11 с, существенно превышающие экспериментальные значения $t_p(0)$. Следовательно, окисел на расплаве не успевает появиться до момента образования отверстия.

Проведенное рассмотрение показывает, что в отсутствие обдува взаимодействие с кислородом может влиять на условия термокапиллярного разрыва лишь за счет отличия вязкости μ_p и поверхностного натяжения σ_p раствора от μ и σ чистого металла. Судя по литературным данным [13], вязкости μ и μ_p у большинства металлов одного порядка. Величина σ_p с ростом концентрации кислорода падает и для насыщенных растворов примерно вдвое меньше, чем σ . Существенное отличие температурных зависимостей σ_p и σ : согласно [13], для расплавов металлов величина $|d\sigma_p/dT|$ убывает с ростом содержания растворенного поверхностно-активного вещества вплоть до обращения в нуль при некотором $n_0 < n_n$ с последующей сменой знака $d\sigma_p/dT$ с «-» на «+» в области n , близких к n_p . Эта особенность может играть важную роль в исследуемых явлениях, так как способна приводить к выключению термокапиллярного механизма образования отверстия в случае достаточного сильного насыщения расплава кислородом.

Прямых указаний на смену знака $d\sigma_p/dT$ для раствора Ti—O в литере, температуре найти не удалось. Как показано выше, в отсутствие обдува величина n на временах $t < t_p(0)$ остается существенно меньше n_n и, очевидно, смены знака $d\sigma_p/dT$ не происходит.

Обдув, ускоряя насыщение расплава, может приводить к снижению значения $|d\sigma_p/dT|$, соответствующего данной температуре, и, следовательно, к увеличению $T_{1..}$. Если насыщение произойдет при $t_n < t_p$, то в момент $t = t_n$ на поверхности расплава возникнет окисел. Обладая вязкостью, примерно на два порядка превышающей вязкость металла; а' поверхностным натяжением почти на порядок меньшим [9, 13], он будет дополнительно затруднять разрыв расплава капиллярными силами. Так, в предельном случае полного окисления расплава скорость конвекции v при данной толщине слоя ξ упадет, согласно (4), по крайней мере на два порядка, и разрыв слоя в экспериментально реализуемом диапазоне температур станет невозможным. Это, как и смена знака $d\sigma_p/dT$, будет означать выключение термокапиллярного механизма образования отверстия. Указанные особенности используются ниже для объяснения поведения зависимости $t_p(u)$ в диапазоне $0 < u < 25$ м/с, где при определенных значениях h_0, r_0 она обладает экстремумами.

Анализ процесса образования отверстия в условиях обдува. Изменение скорости обдува от 0 до 25 м/с приводит к увеличению предельного диффузионного потока $j_r(u)$ из газа к образцу почти в 5 раз (рис. 2). Построив зависимости $t_n(u)$ с помощью формулы (13), можно убедиться, что возрастание экспериментальных кривых $t_p(u)$ начинается примерно при тех скоростях u , для которых теоретическое время насыщения $t_n(u)$ становится меньше времени образования отверстия (рис. 1, а). Единственная из кривых $t_p(u)$, вдоль которой в указанном диапазоне скоростей обдува это условие не выполняется, возрастающего участка не имеет (кривая 1, соответствующая $h_0 = 0,3$ мм, $r_0 = 2,5$ мм). Все это подтверждает предположение о насыщении расплава кислородом и образовании окисла как причине увеличения времени $t_p(u)$.

Чтобы объяснить начальный участок убывания зависимостей $t_p(u)$, представленный на рис. 1, заметим, что время t_p определяется не только уровнем критической температуры T_{1*} , но и темпом нагрева dT/dt . Обдув, ускоряя насыщение расплава кислородом, ускоряет и рост поглощательной способности образца [14], способствуя тем самым повышению темпа нагрева. Дополнительный прирост dT/dt в области высоких температур дает и увеличивающееся с ростом u тепловыделение реакции. Сказанное иллюстрируется результатами расчетов времени t_m нагрева пластины толщиной 0,3 мм до заданной температуры $T_1 = 3000$ К. Расчеты проведены с помощью той же модели [7, 14]. Полученная зависимость $t_m(u)$ убывает (рис. 1, б, кривая 2). Согласно расчетам, обдув незначительно замедляет лишь начальную стадию нагрева ($T_1 < 1500$ К), на которой тепловыделение реакции еще не превышает теплоотдачи газу. Продолжительность этой стадии мала, так что общее время нагрева t_m с увеличением u убывает. Ранее аналогичный факт — сокращение времени лазерного нагрева титана до высоких температур под действием слабого обдува ($u \leq 30$ м/с) — был обнаружен экспериментально и исследован теоретически в [14].

Убывание $t_m(u)$ естественно считать причиной такого же поведения времени образования отверстия на начальном участке зависимости $t_p(u)$. Так как при меньшем h_0 это убывание, согласно расчетам, более быстрое, то минимум $t_p(u)$, приближенно определяемый пересечением с кривой $t_n(u)$, для тонких пластин возникает при больших u , чем для толстых. Если h_0 достаточно мало, то указанное пересечение может произойти лишь в области скоростей, превышающих границу u начала газодинамического разрушения слоя расплава (последняя будет найдена ниже), и в результате не наблюдается вообще (рис. 1, а, кривая 1).

Однако и при малом h_0 , уменьшая r_0 и сохраняя $I = \text{const}$, можно добиться появления немонотонности $t_p(u)$. Действительно, с уменьшением r_0 убывает темп нагрева, а средний по зоне плавления предельный поток j_r растет [15, 16]. В результате время $t_p(u)$ увеличивается, а время $t_n(u)$ падает, что должно приводить к пересечению этих зависимостей еще при $u < u_*$. Возникновению такого пересечения способствует и увеличение скорости u с убыванием r_0 (см. ниже). Все это объясняет наличие экстремумов у экспериментальной кривой I' , соответствующей меньшему r_0 , чем кривая I (рис. 1, б).

В соответствии с изложенными представлениями при $I, r_0 = \text{const}$ выраженность максимума $t_p(u)$ растет с увеличением h_0 . Так как в отдельных опытах с пластинами толщиной 1 мм в узком диапазоне u 20–22 м/с отверстия не удавалось получать даже за несколько минут, то можно предположить, что при определенном значении $u_* < u$ термокапиллярный механизм образования отверстия для толстых пластин вообще выключался по причинам, указанным выше. В результате на интервале $u_* < u < u_*$ время t_p оказывалось бесконечно большим.

В заключение рассмотрим силовое действие обдува, определяющее величину u_* . По оценке напряжение трения при $u \leq 50$ м/с мало по сравнению с критическим значением капиллярного напряжения $\sigma' \approx \Delta\sigma/r_n$ и поэтому не способно разорвать расплав или приводить к его уносу. Кроме трения, имеется силовое действие, связанное с возмущениями давления в газе над искривлениями поверхности жидкости, что может вызвать ее унос вследствие развития неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Со-

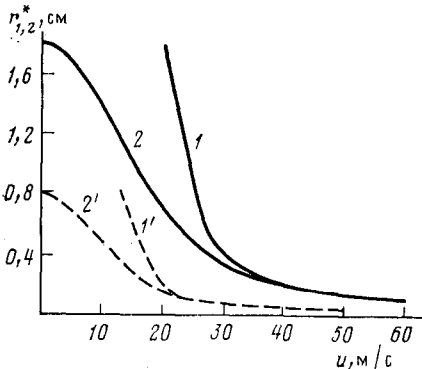


Рис. 4. Теоретические зависимости $r_{1,2}^*(u)$ для расплава титана (сплошные кривые) и жидкого окисла (штриховые) на верхней (1, 1') и нижней (2, 2') сторонах пластины

гласно [3], неустойчивость возникает при условии

$$(r_n)_{1,2} \geq r_{1,2}^*(u) = \frac{2\rho\sigma}{\rho_\infty u^2} \left[1 + \left(1 \mp \frac{4\rho g\sigma}{(\rho_\infty u^2)^2} \right)^{1/2} \right]^{-1},$$

где ρ_∞ — плотность газа; g — ускорение свободного падения, индексы 1 и 2 относятся к верхней и нижней сторонам пластины.

На рис. 4 изображены зависимости $r_{1,2}^*(u)$ для чистого расплава титана (сплошные кривые) и жидкого TiO_2 (штриховые). Они показывают, что унос окисленного расплава при радиусах зоны плавления 1–3 мм начинается в диапазоне скоростей обдува 15–25 м/с, причем u падает с ростом r_n . Найденные значения u хорошо соответствуют началу убывающего участка экспериментальных зависимостей $t_p(u)$, расположенного правее максимума. Очевидно, это убывание обусловлено интенсификацией газодинамического уноса расплава с увеличением скорости при $u > u_c$.

Более подробное исследование свойств зависимости $t_p(u)$ выходит за рамки данной работы. Отметим, что область размеров r_0 , в которой могут проявляться рассмотренные эффекты, ограничена значениями $r_0 \leq 1$ см. При больших r_0 капиллярные напряжения для образцов толщиной $h_0 \geq 1$ мм станут несущественными из-за действия силы тяжести. Ясно также, что специфика выбранного способа нагрева не играет роли, и аналогичные особенности процесса проплавления должны проявляться для КПЭ различных видов.

Москва

Поступила в редакцию
29.II.1988

ЛИТЕРАТУРА

1. Воздействие концентрированных потоков энергии на материалы. Под ред. Н. Н. Рыкалина. М. Наука, 1985. 197с.
2. M. von Allmen // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. No. 12. P. 5460.
3. Johnson R. L. O'Keeffe J. D. // AIAA J. 1974. No 8. P. 1106.
4. Robin J. E., Nordin P. E. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. No. 6. P. 2538.
5. Поюровская И. Е., Мен Чу Вон. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 582.
6. Братухин Ю. К., Зуев А. Л., Пшеничников А. Ф. Анн. докл. VI Всес. съезда по теоретической и прикладной механике (Ташкент, сентябрь 1986 г.). Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1986. С. 134.
7. Бузыкин О. Г., Ефимов Б. Г., Конов В. И. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1987. № 9. С. 112.
8. Таблицы физических величин. Спр. / Под ред. И. К. Киикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008с.
9. Физико-химические свойства окислов. Спр. / Под ред. Г. В. Самсонова. М.: Металлургия, 1978. 472 с.
10. Гладуш Г. Г., Красицкая Л. С., Левченко Е. Б., Черняков А. Л. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 4. С. 660.
11. Пшеничников А. Ф., Токменина Г. А. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 3. С. 150.
12. Смитлз К. Дж. Металлы. Спр. М.: Металлургия, 1980. 447 с.
13. Richardson F. D. // Phys. Chemistry Melts in Metallurgy. V. 1. London – N. Y.: Acad. Press, 1974. 289 p.
14. Баженов В. В., Бузыкин О. Г., Бонч-Бруевич А. М. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 2. С. 279.
15. Каст В., Кришер О., Райнике Г., Винтермантель К. Конвективный тепло- и массоперенос. М.: Энергия, 1980. 49 с.
16. Юдаев Б. Н. Теплопередача. М.: Высшая школа, 1973. 360 с.