

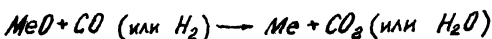
05; 06.3; 07; 12

© 1990

О ПАРЦИАЛЬНОМ ДАВЛЕНИИ ГАЗА-ВОССТАНОВИТЕЛЯ  
ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ ОКСИДОВ

А.А. У г л о в, А.А. В о л к о в, Е.Б. К у л ь б а ц к и й

Взаимодействие лазерного излучения с окислами в среде газа-восстановителя приводит к активации термохимической реакции типа



на поверхности оксида, что ведет к образованию слоя металлической фазы. Ряд работ [1-6] посвящен различным аспектам данной проблемы. Динамика лазерного восстановления термически тонкой пластины численно исследована в [2], где также приведены оценки для измерения кинетических констант восстановления. Влияние давления CO на качество восстановленного слоя отмечалось в [3]. В работах [4, 6] рассматривались пространственные эффекты задачи лазерного восстановления оксидов. В работе [5] получены приближенные аналитические зависимости для температуры и толщины восстановленного слоя с учетом энерговыделения от протекающей химической реакции.

Некоторые особенности лазерного восстановления оксидов позволяют использовать подобные реакции для определения парциального давления водорода, содержащегося в газовой смеси. При этом предполагается, что объем газовой смеси и ее масса достаточно велики, и расход газа-восстановителя в ходе процесса не изменяет существенно его концентрации, следовательно, и давления в объеме газовой смеси. Рассматриваемый диапазон давлений водорода составляет  $\sim 0.1-100$  атм.

В настоящей работе представляется методика определения парциального давления газа-восстановителя (в данном случае  $H_2$ ) по времени достижения поглотательной способностью системы „металлическая пленка - окисел” значения, которое практически соответствует поглощению чистого металла.

Рассматривается нагрев термически тонкой пластины лазерным излучением. Математическая постановка задачи имеет вид

$$mc \frac{dT}{dt} = PA(x), \quad T(0) = T_0, \quad (1)$$

где  $m$  - масса мишени,  $c$  - удельная теплоемкость,  $T$  - температура,  $t$  - время,  $P$  - мощность лазера,  $T_0$  - начальная температура газовой смеси, равная температуре мишени,  $A(x)$  - поглотательная способность двуслойной системы, зависящая от тол-

шины слоя металла -  $x$  и оптических параметров металла и окисла. Аналитический вид и характерные особенности  $A(x)$  приводятся в [2, 6].

Для наших целей существенным является однозначная связь величины поглощения излучения с толщиной слоя металла в отличие от поглощательной способности систем типа „окисел-металл“, обладающей осцилляциями  $A(x)$  [1]. Для  $A(x)$  используется следующая аппроксимация

$$A(x) \begin{cases} A_0 - bx, & x \leq x_0 \\ A_1, & x > x_0 \end{cases}, \quad (2)$$

где  $x_0 = \lambda y \rho$ ,  $A_0$ ,  $A_1$  - поглощение окисла и металла, соответственно,  $\lambda y$  - длина волны излучения,  $b$ ,  $\rho$  - const.

В работе [2] получено приближенное аналитическое выражение для величины  $B$  ( $B = 7.7 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ ), в то время как в данной работе используются данные численного анализа зависимости  $A(x)$  ( $B = 1.01 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ ).

При малых толщинах металлической пленки и невысокой температуре процесса кинетика восстановления подчиняется линейному закону и определяется скоростью подвода газа-восстановителя

$$\frac{dx}{dt} = d(\rho_0) \exp\left(-\frac{T_d}{T}\right), \quad x(0) = 0, \quad (3)$$

где  $T_d$  - энергия активации термохимической реакции в градусах,  $d(\rho_0)$  - предэкспоненциальный множитель, зависящий от давления  $\rho_0$ .

Исходя из малости температуры восстановления  $T_0$  (для закиси меди  $T_0 \approx 450-470 \text{ К}$  [6]) и невысокой интенсивности процесса, определяемой мощностью лазера, реакция восстановления не изменяет концентрации газа-восстановителя вблизи поверхности. Отсюда в пренебрежении кнудсеновского слоя легко получается зависимость  $d(\rho_0)$  в виде

$$d(\rho_0) = \frac{3}{2} \frac{\rho - 1}{k T_0} d_0 \sqrt{\rho_0}, \quad (4)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $\rho = c_p/c_v$  - для газа,  $d_0$  - константа.

В исследуемом диапазоне температур  $0 \leq T \leq T_0$  применима аппроксимация

$$\exp\left(-\frac{T_d}{T}\right) = \exp\left(-\frac{T_d}{T_0} + \alpha y\right), \quad (5)$$

где  $\alpha = \frac{T_d}{T_0^2}$ ,  $y = T - T_0$ .

Разделив уравнения (1) и (3) с использованием (5) и выполнив интегрирование, имеем

$$e^{\alpha y} = 1 + \alpha \nu (A_0 x - \frac{b}{2} x^2), \quad \nu = \frac{P}{m c d(\rho_0)} \exp\left(\frac{T_d}{T_0}\right), \quad (6)$$

что после подстановки в уравнение (3) дает

$$\frac{dx}{dt} = c(\rho_0) + b_1 x - a_1 x^2, \quad x(0) = 0, \quad (7)$$

$$c(\rho_0) = \exp\left(-\frac{T_d}{T_0}\right) d(\rho_0), \quad a_1 = \frac{\alpha b}{2}, \quad b_1 = \alpha A_0,$$

$$\alpha = \frac{T_d}{T_0^2} \frac{P}{m c}.$$

Система (7) легко интегрируется:

$$\frac{1}{\xi} \left\{ \ln \left| \frac{\xi + 2a_1 x - b_1}{\xi - 2a_1 x + b_1} \right| - \ln \left| \frac{\xi - b_1}{\xi + b_1} \right| \right\} = t, \quad (8)$$

$$\xi = \sqrt{b_1^2 + 4a_1 c(\rho_0)}.$$

Исходя из численных значений параметров, входящих в уравнения (8), а именно:  $a_1 \sim 10^6$ ,  $b_1 \sim 10-100$ ,  $c \sim 10^{-11}$  в момент времени  $t_a$ , определяемый экспериментально и удовлетворяющий условию  $x(t_a) = x_0$ , получим

$$c(\rho_0) = \frac{2A_0^2 T_d P}{b T_0^2 m c} \exp\left(-\frac{2A_1}{A_0} - b_1 t_a\right), \quad (9)$$

или, выразив из (9) давление, получим приближенную зависимость давления газа вблизи поверхности мишени от времени активации термохимической реакции

$$\rho_0 = \rho_0^* \exp\left[\frac{\alpha_0 \alpha_{np}}{T_0^2} (t_a^* - t_a)\right]. \quad (10)$$

Здесь  $\rho_0$  - атмосферное давление;  $t_a^*$  - время активации при  $\rho_0 = \rho_0^*$ ;  $\alpha_0 = \frac{2T_d A_0}{c}$  и  $\alpha_{np} = \frac{P}{m}$  - определяются только свойствами материалов мишени и параметров воздействия соответственно.

При этом точность величины  $T_d$ , определяемой в соответствии с [2], составляет 1-2 %, а точность перехода от (8) к (10) составляет  $\sim \frac{2a_1 x_0 - b_1}{\xi} \sim 3\%$ .

Таким образом, для определения парциального давления газавосстановителя требуется лишь фиксация времени достижения поглощательной способностью термически тонкой мишени из  $Si_2O$  значения  $A_1$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. // УФН. 1982. Т. 138. № 1. С. 45-93.
- [2] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С., Сапеецкий А.Н. // Поверхность. 1982. № 6. С. 98-104.
- [3] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. и др. // Поверхность, 1984. № 9. С. 112-118.
- [4] Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Морозов Ю.Ю. и др. // Поверхность. 1985. № 4. С. 119-125.
- [5] Алимов Д.Т., Едвабный Е.В., Хабибуллаев П.К. // ФХОМ. 1986. № 3. С. 10-13.
- [6] Углов А.А., Смуров И.Ю., Волков А.А., Кульбацкий Е.Б. // ИФЖ, 1989. Т. 56. № 1. С. 112-118.
- [7] Барре М. Кинетика гетерогенных процессов. М.: Мир, 1976.

Институт металлургии  
им. А.А. Байкова АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
25 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 7

12 апреля 1990 г.

01; 07

© 1990

#### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВЫПРЯМЛЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

А.А. Ковалев, П.С. Кондратенко

Исследуется генерация магнитных полей, обусловленная оптическим выпрямлением лазерного импульса на металлической поверхности периодического профиля при возбуждении поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Отметим, что некоторые физические аспекты оптического выпрямления лазерного импульса на металлической решетке обсуждались в работе [1].