

УДК 621.9.047

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕЦИЗИОННОЙ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ СЕКЦИОНИРОВАННЫМ КАТОДОМ

В. П. Житников, Е. М. Ошмарина, О. Р. Зиннатуллина

Уфимский государственный авиационный технический университет, 450000 Уфа

E-mails: zhitnik@ugatu.ac.ru, elena\_azalka@mail.ru, olga\_zr@mail.ru

Исследовано формообразование выступа в процессе электрохимической обработки плоским электрод-инструментом с изолированным участком. С использованием скачкообразной функции выхода по току проводится моделирование прецизионной обработки. Решение нестационарной задачи показывает, что в течение конечного промежутка времени устанавливается предельный режим, характеризующийся равенством плотности тока ее критическому значению.

**Ключевые слова:** локализация процесса растворения, скачкообразная функция выхода по току, предельный режим.

**Введение.** В последнее время разработаны технологии электрохимической размерной обработки (ЭХО), имеющие высокую точность и производительность [1]. В результате операции копирования формы электрод-инструмента (ЭИ), проведенной с помощью обычных технологий [2–5], получается весьма размытая копия, что существенно затрудняет проектирование ЭИ. Кроме того, ввиду низкой степени локализации процесса анодного растворения материала необходимо увеличение припуска при изготовлении деталей, вследствие чего повышается энергоемкость и снижается производительность ЭХО.

В результате прецизионной ЭХО существенно уменьшается влияние негативных факторов. Для моделирования прецизионной ЭХО требуется изменение постановки возникающих при этом задач и методов их решения.

**1. Постановка задачи.** Предполагается, что плоский ЭИ  $A'B'$  с изолированным участком  $FCG$  шириной  $L$  неподвижен относительно тела заготовки (рис. 1, *a*). Начальная величина межэлектродного зазора  $AA'S$  равна  $S_0$ . В результате растворения металла происходит сдвиг точек анодной границы, при этом все точки вещества движутся с различными скоростями, определяемыми законом Фарадея

$$V_{\text{ЭХО}} = k\eta j, \quad k = \varepsilon/\rho, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — электрохимический эквивалент;  $\rho$  — плотность растворяемого материала;  $j$  — плотность тока в точке анодной границы;  $\eta = \eta(j)$  — выход по току (доля тока, участвующего в реакции растворения металла).

При обработке заготовки секционированным ЭИ на ее поверхности появляется выступ (рис. 1, *b*). Четко выраженные границы этого выступа и отсутствие следов растворения на его верхней части свидетельствуют о высокой степени локализации данного процесса, что не может быть объяснено с помощью модели с постоянным значением выхода по току [6].

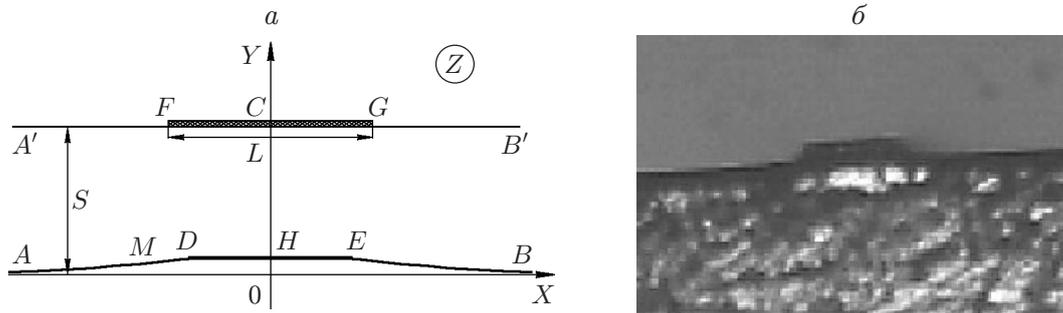


Рис. 1. Задача об ЭХО плоским ЭИ с изолированным участком:  
 а — схема межэлектродного пространства; б — результаты эксперимента

Локализацию этого процесса при ЭХО можно характеризовать с помощью коэффициента [1]

$$k_{loc} = \frac{j}{V_{\text{ЭХО}}} \left| \frac{dV_{\text{ЭХО}}}{dj} \right|.$$

При заданной зависимости выхода по току  $\eta(j)$  коэффициент локализации определяется по формуле

$$k_{loc} = 1 + \frac{j}{\eta} \frac{d\eta}{dj}.$$

Для повышения степени локализации используются пассивирующие электролиты, электрохимическое растворение в которых происходит только при плотностях тока, превышающих некоторое критическое значение  $j_1$ , что подтверждается экспериментальными исследованиями [7]. В [8–11] зависимость  $\eta(j)$  для таких электролитов аппроксимируется гиперболой

$$\eta(j) = \begin{cases} \eta_0(1 - j_1/j), & j > j_1, \\ 0, & j < j_1. \end{cases}$$

Заметим, что в этих процессах существенное увеличение коэффициента локализации происходит при малых значениях плотности тока (порядка  $j_1 \approx 20 \text{ А/см}^2$ ), обуславливающих потерю производительности.

В случае технологий, обладающих высокой точностью и производительностью, при достаточно больших значениях плотности тока  $j_1 \approx 50 \text{ А/см}^2$  зависимость  $\eta(j)$  имеет крутой спад. Поэтому в [12, 13] для решения стационарных задач предложено использовать скачкообразную зависимость выхода по току от плотности тока

$$\eta(j) = \begin{cases} \eta_0, & j > j_1, \\ 0, & j < j_1. \end{cases} \quad (2)$$

В настоящей работе зависимость (2) используется для исследования нестационарного процесса ЭХО.

Электрическое поле считается потенциальным соленоидальным, при этом его напряженность определяется с помощью закона Ома  $E = j/\kappa$  ( $\kappa$  — электропроводность электролита).

Решение задачи можно получить в виде аналитической функции комплексной переменной  $W(Z, t)$ , где  $Z = X + iY$ ;  $W = \Phi + i\Psi$  — комплексный потенциал;  $\Phi$  — потенциал течения;  $\Psi$  — функция тока;  $t$  — время. В этом случае комплексно-сопряженный вектор

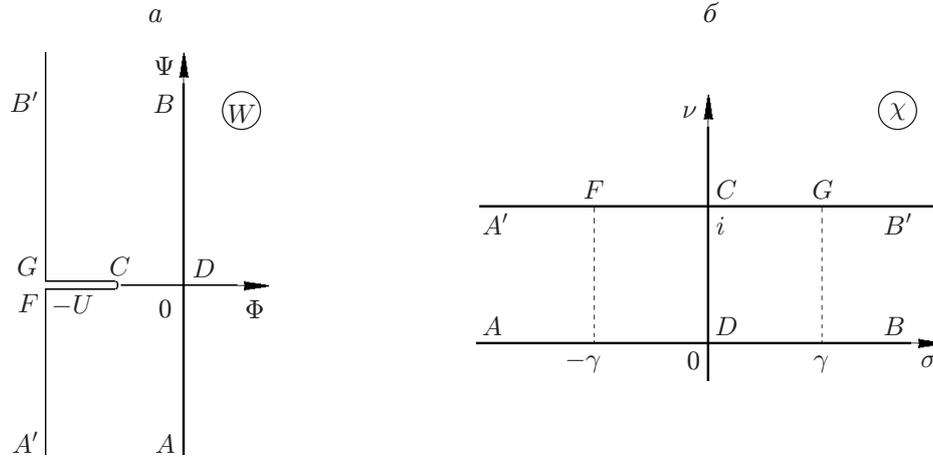


Рис. 2. Формы образа МЭП на плоскостях:

*a* — плоскость комплексного потенциала  $W$ ; *b* — плоскость параметрического переменного потенциала  $\chi$

напряженности равен  $\bar{E} = dW/dZ$ . Рабочие поверхности электродов считаются эквипотенциальными, а изолированные поверхности ЭИ — линиями тока. Следовательно, образом области межэлектродного пространства (МЭП) на плоскости комплексного потенциала является полоса шириной  $U$  ( $U$  — разности потенциалов между электродами) с разрезом (рис. 2, *a*).

Задачи целесообразно решать в безразмерном виде. В качестве характерного размера выберем начальную величину зазора  $S_0$ , в качестве характерного времени —  $S_0/V_0$  ( $V_0$  — начальная скорость растворения, равная согласно (1)  $V_0 = k\kappa\eta_0 U/S_0$ ). Перейдем к безразмерным величинам  $z, x, y, \tau, w$ :

$$z = \frac{Z}{S_0}, \quad x = \frac{X}{S_0}, \quad y = \frac{Y}{S_0}, \quad \tau = \frac{V_0}{S_0} t, \quad w = \frac{W}{U}.$$

Величину  $S_0$  выберем таким образом, чтобы в начале процесса имело место растворение, т. е. выполнялось условие

$$\alpha = \frac{j(0)}{j_1} = \frac{\kappa}{j_1} \frac{U}{S_0} > 1.$$

При этом согласно (1), (2)

$$v_{\text{ЭХО}} = -\frac{dy_A}{d\tau} = \frac{\eta(j)}{\eta_0} \frac{S_0}{S(t)} = \frac{1}{s(\tau)} \begin{cases} 1, & s(\tau) < \alpha, \\ 0, & s(\tau) > \alpha. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $S(t)$  — асимптотическая величина зазора на бесконечности слева и справа;  $s(t) = S(t)/S_0$ .

Для неподвижного ЭИ

$$v_{\text{ЭХО}} = \frac{ds}{d\tau} = \frac{1}{s(\tau)}, \quad s(\tau) = \sqrt{2\tau + 1}, \quad s(\tau) < \alpha. \quad (4)$$

Следовательно, время окончания процесса ЭХО на периферии  $\tau_{\text{max}} = (\alpha^2 - 1)^2/2$ , максимальная величина зазора  $s_{\text{max}} = \alpha$ .

Задача решается в параметрическом виде  $W(\chi, \tau), Z(\chi, \tau)$ . В качестве области изменения параметрической переменной  $\chi = \sigma + i\nu$  выбрана горизонтальная полоса (рис. 2, *b*).

Таким образом, нестационарная задача сводится к конформному отображению полосы  $\chi$  на область МЭП физической плоскости на каждом временном шаге  $\tau_k = k \Delta\tau$ ,  $k = 0, 1, \dots$ . Переход к следующему шагу производится с помощью закона Фарадея (1) с использованием функции (2).

**2. Метод решения задачи.** Конформное отображение параметрической плоскости на плоскость безразмерного комплексного потенциала определяется по формуле

$$w = \frac{2i}{\pi} \ln \left( \operatorname{sh} \frac{\pi\chi}{2} + \sqrt{\operatorname{sh}^2 \frac{\pi\chi}{2} + \operatorname{ch}^2 \frac{\pi\gamma}{2}} \right).$$

Тогда

$$\frac{dw}{d\chi} = \frac{i \operatorname{ch}(\pi\chi/2)}{\sqrt{\operatorname{sh}^2(\pi\chi/2) + \operatorname{ch}^2(\pi\gamma/2)}}.$$

Представим функцию  $z(\chi, \tau)$ , конформно отображающую полосу плоскости  $\chi$  на область МЭП физической плоскости, в системе координат, связанной с точкой  $A'$  обрабатываемой поверхности, в виде суммы

$$z(\chi, \tau) = -i \int_0^\tau \frac{d\tau_1}{s(\tau_1)} + s(\tau)\chi + z_\Delta(\chi, \tau),$$

где  $z_\Delta(\chi, \tau)$  — аналитическая функция, непрерывная на границе. При  $\operatorname{Re} \chi \rightarrow \pm\infty$  величина  $\operatorname{Im} z_\Delta(\chi, \tau) \rightarrow 0$ .

При заданной величине  $l = L/S_0$  должно выполняться уравнение

$$l/2 = s(\tau)\gamma(\tau) + z_\Delta(\gamma(\tau) + i, \tau), \quad (5)$$

где  $\gamma(\tau)$  — образ точки  $G$ , определяемый уравнением (5).

Функция  $z_\Delta(\chi, \tau)$  может быть получена следующим образом. Найдем решение на границе  $\chi = \sigma$  в узловых точках  $\sigma_m$  ( $m = 0, \dots, n$ ). Искомыми будут значения  $\operatorname{Im} z_\Delta(\sigma_m, \tau_k) = y_m$ . Примем  $\operatorname{Im} z_\Delta(\sigma_n, \tau) = 0$ , поскольку при  $\sigma \rightarrow \pm\infty$  функция  $z_\Delta(\sigma, \tau)$  быстро убывает (по экспоненциальному закону). Значения  $\operatorname{Im} z_\Delta(\sigma, \tau)$  в промежуточных точках между узловыми точками найдем, следуя [1, 6], с помощью кубического сплайна, имеющего две непрерывные производные.

Для восстановления функции  $z_\Delta(\chi, \tau)$  используем формулу Шварца [14] с учетом того, что  $z_\Delta(\chi, \tau)$  является аналитической функцией, имеющей только действительные значения на прямой  $\operatorname{Im} \chi = 1$ , и  $\operatorname{Im} z_\Delta(\sigma, \tau) = \operatorname{Im} z_\Delta(-\sigma, \tau)$ :

$$z_\Delta(\chi, \tau) = \operatorname{sh}(\pi\chi) \int_0^\infty \operatorname{Im} z_\Delta(\sigma, \tau) \frac{d\sigma}{\operatorname{ch}(\pi\sigma) - \operatorname{ch}(\pi\chi)}. \quad (6)$$

Производная

$$\frac{\partial z_\Delta}{\partial \chi}(\chi, \tau) = \int_0^\infty \operatorname{Im} \frac{\partial z_\Delta}{\partial \sigma}(\sigma, \tau) \frac{\operatorname{sh}(\pi\sigma)}{\operatorname{ch}(\pi\sigma) - \operatorname{ch}(\pi\chi)} d\sigma. \quad (7)$$

Нестационарная задача сводится к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений относительно параметров  $y_m$  ( $m = 0, \dots, n$ ). Для этого на каждом временном шаге  $\tau_j$  решается следующая краевая задача: найти частную производную

$$\frac{\partial z_\Delta}{\partial \tau}(\chi, \tau_j) = \frac{\partial x_\Delta}{\partial \tau}(\chi, \tau_j) + i \frac{\partial y_\Delta}{\partial \tau}(\chi, \tau_j)$$

как аналитическую функцию комплексного параметра  $\chi$ , удовлетворяющую краевому условию [1, 6], которое следует из закона Фарадея (1):

$$\operatorname{Im} \left( \frac{\overline{\partial z}}{\partial \sigma} \frac{\partial z}{\partial \tau} \right) = -\frac{\eta}{\eta_0} \left( \left| \frac{dw}{dz} \right| \right) \operatorname{Im} \frac{\partial w}{\partial \sigma}. \quad (8)$$

Для вычисления производной  $(\partial z_{\Delta}/\partial \tau)(\chi, \tau_k)$  применяется способ, аналогичный используемому для определения конформного отображения  $z_{\Delta}(\chi, \tau_k)$ . На каждом временном шаге  $\tau_k = k\Delta\tau$  искомыми параметрами являются значения  $\operatorname{Im}[(\partial z_{\Delta}/\partial \tau)(\sigma_m, \tau_k)] = q_m$ . В промежуточных между узловыми точках с помощью кубического сплайна найдем значения  $\operatorname{Im}[(\partial z_{\Delta}/\partial \tau)(\sigma_m, \tau_k)]$ . Для восстановления  $(\partial z_{\Delta}/\partial \tau)(\sigma_m, \tau_k)$  используем формулу Шварца, аналогичную (6).

С учетом (3), (7) найдем производные  $\partial z/\partial \sigma$ ,  $\partial z/\partial \tau$  при  $\chi = \sigma + i0$ :

$$\frac{\partial z}{\partial \sigma} = s + \frac{\partial z_{\Delta}}{\partial \sigma}, \quad \frac{\partial z}{\partial \tau} = -\frac{i}{s(\tau)} + \frac{\sigma}{s(\tau)} + \frac{\partial z_{\Delta}}{\partial \tau}.$$

Значения  $q_m$  определяются с помощью метода коллокаций по краевому условию (8). Использование скачкообразной функции выхода по току приводит к включению или выключению растворения при переходе значения модуля напряженности  $|dw/dz|$  через его критическое значение  $1/\alpha$ . Этот переход реализовывался путем умножения правой части (8) на 1 или 0.

На ЭИ в системе координат, связанной с ЭИ, краевое условие

$$\operatorname{Im} \left( z(\chi, \tau) + i \int_0^{\tau} \frac{d\tau_1}{s(\tau_1)} - is(\tau) \right) = \operatorname{Im} z_{\Delta}(\chi, \tau) = 0$$

выполняется с помощью выбора вида искомой функции.

После решения системы линейных алгебраических уравнений для определения частных производных  $\partial y_{\Delta}/\partial \tau = q_m$  производится шаг по времени с помощью метода Эйлера.

**3. Результаты численного исследования.** Формы обрабатываемой поверхности при  $\alpha = 2$ ,  $L/S_0 = 2$  показаны на рис. 3. На рис. 3,а представлены формы обрабатываемой

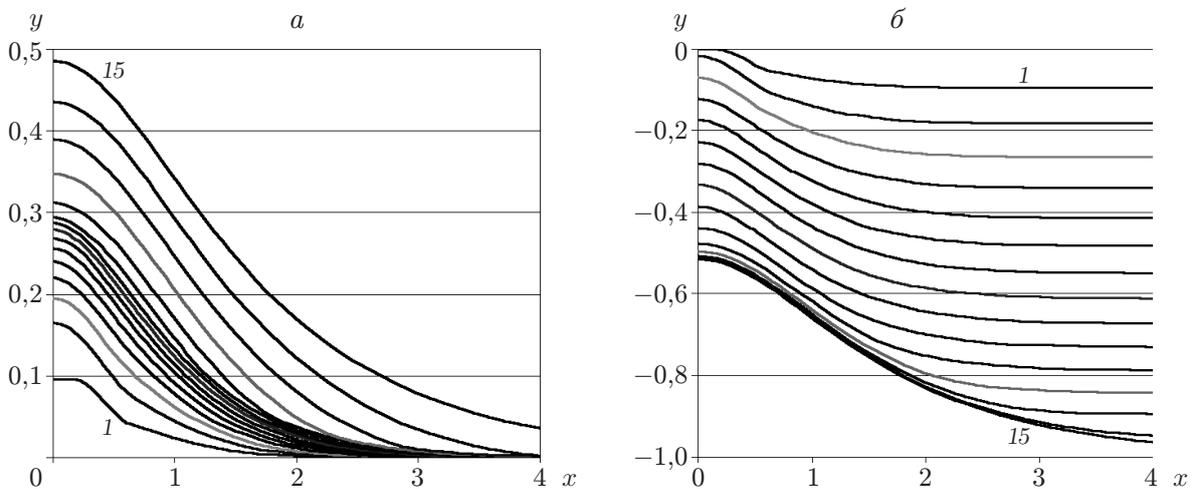


Рис. 3. Формы обрабатываемой поверхности при  $L/S_0 = 2$ ,  $\alpha = 2$ :

а — в системе координат, связанной с подвижной поверхностью анода, б — в неподвижной системе координат; 1 —  $\tau = 0,1$ ,  $\Delta\tau = 0,1$

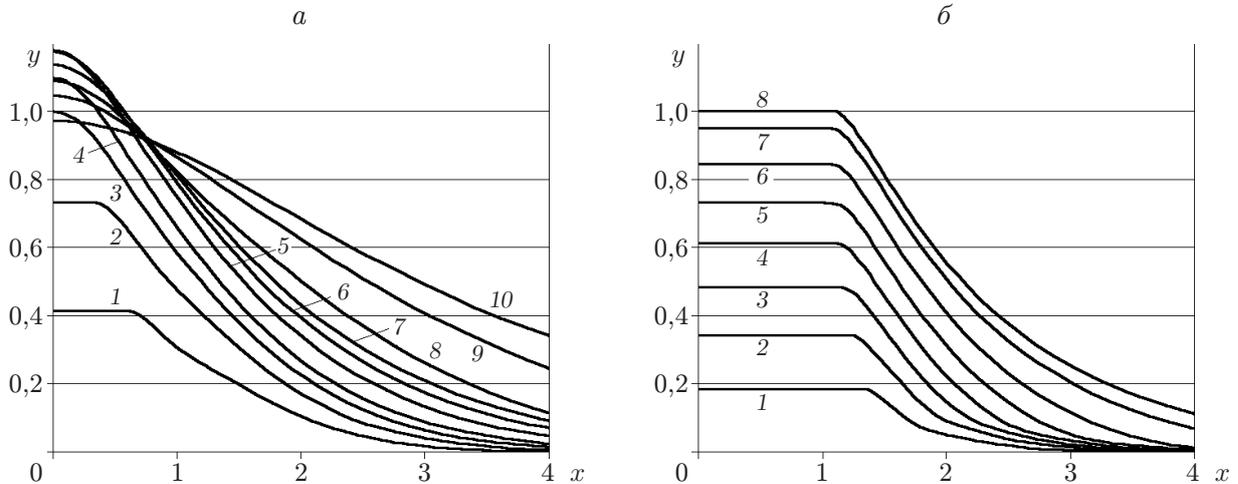


Рис. 4. Формы обрабатываемой поверхности при  $L/S_0 = 4$ :

$a$  —  $\alpha = 4$  (1 —  $\tau = 0,5$ ; 2 —  $\tau = 1$ ; 3 —  $\tau = 1,5$ ; 4 —  $\tau = 2$ ; 5 —  $\tau = 3$ ; 6 —  $\tau = 4$ ; 7 —  $\tau = 5$ ; 8 —  $\tau = 6$ ; 9 —  $\tau = 7$ ; 10 —  $\tau = 8$ );  $b$  —  $\alpha = 2$  (1 —  $\tau = 0,2$ ;  $\Delta\tau = 0,2$ )

поверхности в системе координат, связанной с подвижной асимптотической поверхностью анода (для кривых 1–15 шаг по безразмерному времени  $\Delta\tau = 0,1$ ), на рис. 3,  $b$  — в неподвижной системе координат ( $\Delta\tau = 0,1$ ). В первом случае виден выступ, формирующийся на обрабатываемой поверхности, во втором — процесс растворения и величина растворенного припуска.

На рис. 4,  $a$  приведены формы обрабатываемой поверхности при  $L/S_0 = 4$ ,  $\alpha = 4$ . Видно, что сначала на определенном участке поверхности растворения не происходит и образуется выступ с горизонтальной “полкой”. Однако в случае продолжения данного процесса нерастворенный участок уменьшается и исчезает. При этом высота выступа продолжает увеличиваться, затем принимает постоянное значение, после чего уменьшается. Процесс завершается образованием предельной конфигурации:

$$z = \frac{2\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{u-i}{u+i} - \sqrt{\cos \sigma_0} \ln \frac{u-i\sqrt{\cos \sigma_0}}{u+i\sqrt{\cos \sigma_0}} \right), \quad u = -i \sqrt{\frac{\sin(\pi w/2) - \operatorname{tg}^2(\sigma_0/2)}{\sin(\pi w/2) + \operatorname{tg}^2(\sigma_0/2)}} \quad (9)$$

( $\sigma_0 \in (0, \pi/2)$  — параметр, определяющий отношение  $L/S$ ).

При  $L/(\alpha S_0) > 1,28$  на обрабатываемой поверхности сохраняется нерастворенный (плоский) участок (рис. 4,  $b$ , шаг  $\Delta\tau$  между кривыми 1–8 равен 0,2). В этом случае вывод о том, что процесс происходит в течение конечного промежутка времени, остается справедливым. Предельная форма определяется выражением

$$Z(\zeta) = \frac{2S}{\pi} \left[ \frac{1}{2} \ln u - \sin^2 \frac{\sigma_0}{2} \ln \left( \sqrt{u} - i \operatorname{ctg} \frac{\sigma_0}{2} \right) - \cos^2 \frac{\sigma_0}{2} \ln \left( \sqrt{u} + i \operatorname{tg} \frac{\sigma_0}{2} \right) \right],$$

$$u = -\frac{2 \operatorname{tg}^2(\sigma_0/2)}{\operatorname{tg}^4(\sigma_0/2) \operatorname{ctg}^2(\pi w/2) + 1} - \operatorname{ctg}^2 \frac{\sigma_0}{2}.$$

Расчеты показывают, что значения угла между касательной к обрабатываемой поверхности и осью  $x$  могут достигать значений, больших  $\pi/4$  (см. рис. 1,  $b$ ), если высота выступа больше половины величины межэлектродного зазора.

На рис. 3, 4 видно, что в начале процесса скорость растворения вдали от изолированного участка  $v_{\text{ЭХО}}$  превышает скорость растворения под изолированным участком ЭИ,

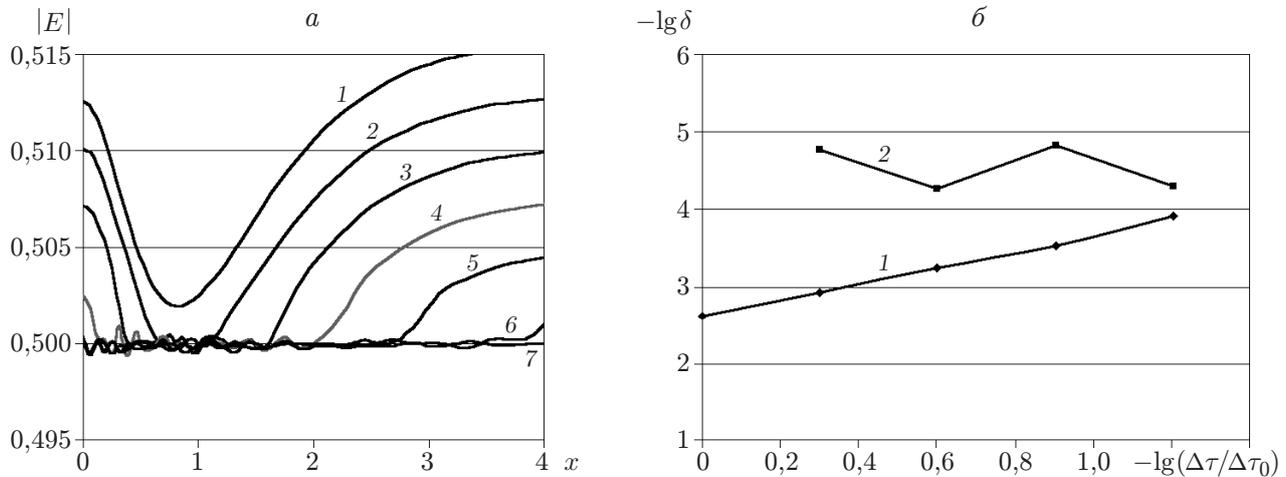


Рис. 5. Результаты расчетов при  $L/S_0 = 2$ :

*a* — распределения напряженности на обрабатываемой поверхности (1 —  $\tau = 1,38$ ; 2 —  $\tau = 1,4$ ; 3 —  $\tau = 1,42$ ; 4 —  $\tau = 1,44$ ; 5 —  $\tau = 1,46$ ; 6 —  $\tau = 1,48$ ; 7 —  $\tau = 1,5$ ); *б* — оценка погрешности численного решения при изменении шага по безразмерному времени (1 — погрешность результатов, полученных с помощью прямого расчета; 2 — погрешность отфильтрованных результатов)

поэтому на обрабатываемой поверхности образуется выступ. Далее скорости выравниваются, и процесс увеличения высоты выступа замедляется (см. рис. 3, *a*, 4, *a*). Однако в случае, представленном на рис. 3, *a*, в конце данного процесса критическое значение напряженности устанавливается быстрее под изолированным участком, поэтому рост выступа возобновляется до момента  $\tau = \tau_{\max}$ .

На рис. 5 показаны распределения напряженности в безразмерном виде  $|dw/dz| = |E(x)|$  при  $L/S_0 = 2$ . Видно, что зависимость  $|E(x)|$  стремится к значению, равному  $1/\alpha$ , т. е. происходит установление предельного решения (9).

Согласно (4) и результатам численных расчетов растворение прекращается при достижении критического значения безразмерной напряженности на бесконечности, равного  $1/\alpha$ . При этом  $s = \alpha$ . Из (4) следует, что при  $\alpha = 2$  время окончания процесса  $\tau_{\max} = 3/2$ .

При решении дифференциального уравнения (8) с разрывной правой частью необходимо определить порядок точности исследуемого метода, для оценки погрешности которого применялась фильтрация [15]. На рис. 5, *б* приведены результаты исследования погрешности производной  $dw/dz$  в зоне разрыва правой части уравнения. По оси ординат отложены десятичные логарифмы относительной погрешности (со знаком “—”), по значениям которых можно оценить число верных значащих цифр результата, а также оценить скорость уменьшения погрешности, по оси абсцисс — десятичные логарифмы отношения шага по безразмерному времени  $\Delta\tau/\Delta\tau_0$  ( $\Delta\tau_0 = 0,01$ ). Видно, что после фильтрации погрешность (порядка  $10^{-4} \div 10^{-5}$ ) имеет нерегулярный характер, обусловленный разрывом правой части уравнения (8).

**Заключение.** Использование предложенной модели ЭХО со скачкообразной функцией выхода по току позволяет исследовать формообразование при предельно высокой степени локализации процесса растворения в соответствии с принятой моделью.

Показано, что в отличие от модели с постоянным выходом по току в данной модели процесс ЭХО устанавливается за конечное время.

Из результатов численных расчетов следует, что касательная к обработанной поверхности может быть наклонена под достаточно большим углом. Этим можно объяснить приведенные в настоящей работе результаты эксперимента.

Проведенное сравнение полученных численных решений с предельными аналитическими решениями задач позволило упростить оценку погрешности и повысить достоверность результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Житников В. П.** Импульсная электрохимическая размерная обработка / В. П. Житников, А. Н. Зайцев. М.: Машиностроение, 2008.
2. **Мороз И. И.** Электрохимическая обработка металлов / И. И. Мороз, Г. А. Алексеев, О. А. Водяницкий и др. М.: Машиностроение, 1969.
3. **Седыкин Ф. В.** Размерная электрохимическая обработка деталей машин. М.: Машиностроение, 1976.
4. **Щербак М. В.** Основы теории и практики электрохимической обработки металлов и сплавов / М. В. Щербак, М. А. Толстая, А. П. Анисимов и др. М.: Машиностроение, 1981.
5. **Давыдов А. Д.** Высокоскоростное электрохимическое формообразование / А. Д. Давыдов, Е. Козак. М.: Наука, 1990.
6. **Житников В. П., Зиннатуллина О. Р., Поречный С. С., Шерыхалина Н. М.** Особенности установления предельных решений нестационарных осесимметричных задач Хелле — Шоу // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 4. С. 87–99.
7. **Седыкин Ф. В., Орлов Б. П., Матасов В. Ф.** Исследование анодного выхода по току при электрохимической обработке с применением постоянного и импульсного напряжения // Технология машиностроения. 1975. № 39. С. 3–10.
8. **Каримов А. Х.** Методы расчета электрохимического формообразования / А. Х. Каримов, В. В. Клоков, Е. И. Филатов. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1990.
9. **Котляр Л. М.** Моделирование процесса электрохимической обработки металла для технологической подготовки производства на станках с ЧПУ / Л. М. Котляр, Н. М. Миназетдинов. М.: Academia, 2005.
10. **Миназетдинов Н. М.** Об одной задаче теории размерной электрохимической обработки металлов // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 3. С. 214–220.
11. **Миназетдинов Н. М.** Гидродинамическая интерпретация одной задачи теории размерной электрохимической обработки металлов // Прикл. математика и механика. 2009. Т. 73, № 1. С. 60–68.
12. **Житников В. П., Зиннатуллина О. Р., Ошмарина Е. М., Федорова Г. И.** Моделирование электрохимического формообразования при ограничениях на растворение // Науч.-техн. ведомости С.-Петербург. гос. политехн. ун-та. 2009. № 4. С. 221–224.
13. **Житников В. П., Ошмарина Е. М., Федорова Г. И.** Использование разрывных функций для моделирования растворения при стационарном электрохимическом формообразовании // Изв. вузов. Математика. 2010. № 10. С. 77–81.
14. **Лаврентьев М. А.** Методы теории функций комплексного переменного / М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. М.: Наука, 1987.
15. **Житников В. П.** Моделирование течений несжимаемой жидкости с применением методов многокомпонентного анализа / В. П. Житников, Н. М. Шерыхалина. Уфа: Гилем, 2009.

*Поступила в редакцию 26/1 2011 г.*