Отсюда следует, что $\langle\tau^{-n}\rangle \geqslant 1$, причем равенство достигается только для функции, тождественно равной единице. Итак, цепочка неравенств (3.1), (3.3) установлена, а с нею доказано и неравенство (1.5).

Замечания. В [8] развит общий метод установления достаточных условий локального оптимума и простых собственных значений; достаточные условия локального оптимума, как нетрудно проверить, в исследованной задаче удовлетворяются.

Неравенство (1.5) в случае $n = 1$ следует из более общего неравенства. Неравенство (1.5) останется справедливым, если в функционале Релея τ^{-n} заменить на произвольную вогнутую функцию $\Phi(\tau)$, для которой $\Phi(\bar{\tau}) \geqslant \overline{\Phi(\tau)}$, $\Phi(1) = 1$, где $\bar{\tau}$ — среднее значение ([7], гл. 6). Линейная функция, очевидно, вогнутая: $\Phi(\bar{\tau}) = \overline{\Phi(\tau)}$. Действительно, доказательство следует из цепочки неравенств

$$\Lambda_* = \min R\,[\Phi(\bar{\tau})] \geqslant R\,[\overline{\Phi(\tau)}] = \overline{R\,[\Phi(\tau)]} \geqslant \Lambda$$

Первое неравенство вытекает из определения вогнутых функций, второе — из экстремального свойства собственных значений. Минимум разыскивается среди всех допустимых функций.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Budiansky B.*, *Frauenthal J. C.*, *Hutchinson J. W.* On optimal arches // Trans. ASME, Ser. E. J. Appl. Mech. 1969. V. 36. No 4. P. 880—882.
2. *Баничук Н. В.* Введение в оптимизацию конструкций. М.: Наука, 1986. 302 с.
3. *Bandle C.* Isoperimetric inequalities and applications. Boston: Pitman. 1980. 228 p.
4. *Payne L. E.* Isoperimetric inequalities and their applications // SIAM Rev. 1967. V. 9. No 3. P. 453—488.
5. *Tadjbakhsh I.*, *Keller J. B.* Strongest columns and isoperimetric inequalities for eigenvalues // Trans. ASME, Ser. E. J. Appl. Mech. 1962. V. 29. No 1. P. 159—164.
6. *Сансоне Дж.* Обыкновенные дифференциальные уравнения. Т. 1 М.: Изд-во иностр. лит., 1953. 347 с.
7. *Харди Г. Г.*, *Литтльвуд Дж. Е.*, *Полиа Г.* Неравенства. М.: Изд-во иностр. лит., 1948. 456 с.
8. *Братусь А. С.*, *Сейранян А. П.* Достаточные условия экстремума в задачах оптимизации собственных значений // ПММ. 1984. Т. 48. Вып. 4. С. 657—667.

Москва

Поступила в редакцию 2.X.1987

УДК 539.3 : 620.19

МЕХАНОЭЛЕКТРОТЕРМОДИФФУЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОНТАКТИРУЮЩИХ ТЕЛАХ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Юзевич В. Н.

Получена замкнутая система дифференциальных уравнений, описывающих взаимосвязанные механотермодиффузионные, электромагнитные и химические процессы в электропроводных телах с точечными дефектами, разделенных переходным слоем, который моделируется несопротивляющейся изгибу физической поверхностью. С использованием обобщенных условий сопряжения контактирующих фаз найдена для твердых деформируемых тел формула, аналогичная эмпирическому соотношению Антонова.

Напряженно-деформированное состояние элементов конструкций из соединенных металлических частей (например, биметаллы) при воздействии внешней агрессивной среды, нагрева, облучения потоками частиц существенно зависит от процессов перераспределения примесей, химических реакций, электропереноса, а также генерации и рекомбинации точечных дефектов в объеме тел и приповерхностных слоях [1, 2]. Во многих практически важных случаях состояние тел и процессы в тонких приповерхностных областях при наличии перечисленных воздействий оказывают решающее влияние на характер поведения тел в целом [1] и необходимо разрабатывать соответствующие модели механики сплошной среды.

1. Модель системы тел. Рассматривается движение системы двух контактирующих электропроводных тел, которые находятся в силовых, температурных и электромагнитных полях. Трением и проскальзыванием между телами пренебрегаем. Каждое тело — однофазная смесь химических компонент, в число которых входят точечные дефекты (вакансии и внедренные в междоузлия атомы). Ограничимся рассмотрением в системе упругодеформационных, тепловых и электромагнитных процессов, диффузии примесей, химических реакций, генерации и рекомбинации точечных дефектов [2—4].

Контактирующие тела моделируем сплошными фазами, приписывая соответствующим значениям параметров индексы плюс и минус, а тонкую область между ними заменяем несопротивляющейся изгибу сплошной двумерной физической поверхностью (индекс s) с приданными ей свойствами переходного слоя [4]. Используем гипотезу локального равновесия [4] в каждом малом элементе объема ΔV^+, ΔV^- и физической поверхности раздела фаз в их классической формулировке.

Для макроскопического описания состояния системы с учетом протекающих в ней процессов используем методы механики сплошной среды и термодинамики необратимых процессов [5, 6] с привлечением формализма обобщенных функций [6]. Модель контактирующих многокомпонентных электропроводных бездефектных сплошных сред с перечисленным выше набором процессов (кроме перераспределения, генерации и рекомбинации точечных дефектов) изложена в работе [4], где балансовые соотношения были получены при помощи интегральных теорем.

Пусть контактирующие термоупругие тела в данный момент времени $\tau = \tau_0$ занимают области V^+, V^-, ограниченные поверхностями $S^+ + S^s$ и $S^- + S^s$ (S^s — поверхность раздела).

Соответственно процессам введем следующие параметры термодинамического состояния [4—6]: тензоры второй валентности деформаций e и механических напряжений σ, температуру T, удельную энтропию S, массовую концентрацию примесного вещества C_k компоненты k ($k = 3, \ldots n - 2$), химические потенциалы M_k, плотность электрических зарядов ω, моменты распределения электрических зарядов и термодинамического электрического потенциала Q^s и Ψ^s [4], термодинамический электрический потенциал $\Phi = (M_{n-1} - M_n)/(z_{n-1} - z_n)$, где z_n, z_{n-1} — электрический заряд единицы массы каждой компоненты, индексы n и $n - 1$ соответствуют ионам основного вещества, которые образуют каркас упругого тела, и электронам проводимости, n — общее количество химических компонент, включая электроны проводимости, ионы, точечные дефекты.

Для вакансий ($k = 1$), междоузлий ($k = 2$) и атомов основного вещества ($k = n$) введем число частиц в единице массы смеси N_α, а также химические потенциалы, рассчитанные на одну частицу M_α' ($\alpha = 1, 2, n$; $M_2' = M_2 m^{(2)}$; $M_n' = M_n m^{(n)}$; $m^{(2)}$, $m^{(n)}$ — масса междоузлия и атома основного вещества).

Используем представления

$$R = R^+\theta^+ + R^-\theta^- + R^s\delta^s \tag{1.1}$$

$$(R = e, \sigma, T, S, C_k, M_k, \omega, \Phi, N_\alpha, M_\alpha')$$

$$\theta^+ = \theta^- = 0, \quad f = 0; \quad \theta^+ = 1 - \theta^- = \begin{cases} 0, & f < 0 \\ 1, & f > 0 \end{cases}$$

$\delta^s = \delta(f)\,|\operatorname{grad} f|$, $\delta(f)$ — функция Дирака, $f(x, y, z, \tau) = 0$ — уравнение поверхности раздела, $f > 0$ соответствует телу плюс, $f < 0$ — телу минус, x, y, z — декартовы координаты.

При помощи введенных параметров состояния N_1, N_2, M_1', M_2' можно более полно и точно рассчитать напряженно-деформированное состояние элементов конструкций, оценив влияние агрессивной среды и интенсивных потоков электронов, протонов, нейтронов, ионов, фотонов на механическое поведение тел, их приповерхностных слоев, учитывая при этом изменение внутренней структуры, в частности числа наведенных излучением точечных дефектов, с которыми связаны релаксирующие во времени остаточные напряжения.

2. Основные соотношения. Подставляя приведенные параметры в балансовые соотношения

$$\rho\, da/d\tau + \nabla\cdot\mathbf{J} = \zeta$$

и учитывая независимость обобщенных функций θ^+, θ^-, δ^s, приходим к дифференциальным уравнениям в фазах «плюс» и «минус», а также к обобщенным условиям сопряжения физико-механических полей на межфазной поверхности

$$\rho^\pm da^\pm/d\tau + \nabla\cdot\mathbf{J}^\pm = \zeta^\pm \tag{2.1}$$

$$\rho^s da^s/d\tau + \nabla_s\cdot\mathbf{J}^s + J_N^{\ +} - J_N^{\ -} = \zeta^s \tag{2.2}$$

Здесь ρ — плотность массы вещества; a — условное обозначение концентрации химических компонент и точечных дефектов, плотности электрических зарядов, механического импульса, энтропии, внутренней энергии U, момента распределения электрических зарядов; $\mathbf{J}$, ζ — условные обозначения потоков и источников; J_N^+, J_N^- — проекции потоков на нормаль к поверхности раздела фаз при подходе к поверхности раздела фаз S^s; ∇ — оператор Гамильтона, ∇_s — оператор Гамильтона для поверхности S^s [4, 6]. Для ρ, a, U, $\mathbf{J}$, ζ используем представления (1.1). Необходимо отметить, что источники для электрического заряда ω и энергии U равны нулю.

Если в каждой внутренней точке рассматриваемых фаз «плюс», «минус» и физической поверхности S^s происходит $r = (r^+, r^-, r^s)$ химических реакций, то согласно стехиометрическим уравнениям

(2.3) $$\sum_{k=1}^{k_j^s} \nu_{kj}^s = 0, \quad \sum_{k=1}^{k_j^\pm} \nu_{kj}^\pm = 0, \quad j = 1, 2, \ldots, r$$

где k_j^s, $k_j^\pm$ — количество компонент, принимающих участие в j-й химической реакции, $\nu_{kj} = (\nu_{kj}^+, \nu_{kj}^-, \nu_{kj}^s)$ — стехиометрические коэффициенты реагентов и продуктов реакции.

Уравнение рекомбинации (генерации) точечных дефектов имеет вид

(2.4) $$N_{1*}^\pm + N_{2*}^\pm = N_{n*}^\pm, \quad N_{1*}^s + N_{2*}^s = N_{n*}^s$$

Здесь N_{1*}, N_{2*}, N_{n*} — количество частиц каждого сорта, соответствующие одному киломолю.

В качестве начального принимаем равновесное термодинамическое состояние, в котором значения исходных параметров таковы:

(2.5) $$T_0^\pm,\ S_0^\pm,\ \sigma_{ij0}^\pm = e_{ij0}^\pm = 0,\ C_{k0}^\pm,\ M_{k0}^\pm,\ \omega_0^\pm = 0,\ N_{\alpha 0}^\pm,\ \Phi_0^\pm,\ M_{\alpha 0}^\pm;\ T_0^s,\ S_0^s$$
$$\sigma_{\alpha\beta}^{0s},\ e_{\alpha\beta}^{0s},\ C_{k0}^s,\ M_{k0}^s,\ \omega_0^s,\ \Phi_0^s,\ Q_0^s,\ \Psi_0^s,\ N_{\alpha 0}^s,\ M'^s_{\alpha 0}$$
$$(i, j = 1, 2, 3;\ \alpha, \beta = 1, 2;\ k = 3, 4, \ldots, n-2)$$

Из первого основного уравнения термодинамики (постулируемого как уравнение Гиббса) следуют уравнения состояния

(2.6) $$T^\pm = \frac{\partial U^\pm}{\partial S^\pm}, \quad M_k^\pm = \frac{\partial U^\pm}{\partial C_k^\pm}, \quad \sigma_{ij}^\pm = \rho^\pm \frac{\partial U^\pm}{\partial e_{ij}^\pm}, \quad \Phi^\pm = \frac{\partial U^\pm}{\partial \omega^\pm},$$
$$M'^\pm_\alpha = \frac{\partial U^\pm}{\partial N_\alpha^\pm}, \quad T^s = \frac{\partial U^s}{\partial S^s}, \quad M_k^s = \frac{\partial U^s}{\partial C_k^s}, \quad \sigma_{\alpha\beta}^s = \rho^s \frac{\partial U^s}{\partial e_{\alpha\beta}^s},$$
$$\Phi^s = \frac{\partial U^s}{\partial \omega^s}, \quad \Psi^s = \frac{\partial U^s}{\partial Q^s}, \quad M_\alpha'^s = \frac{\partial U^s}{\partial N_\alpha^s}$$

Если функция состояния U определена экспериментально или методами статистической физики, то при помощи соотношений (2.6) можно выразить одни параметры через другие. Полученные выражения (2.6) подставляем в уравнения баланса (2.1), (2.2). В результате число неизвестных параметров в определяющих соотношениях уменьшается.

Используя балансовые соотношения (2.1), (2.2) и уравнения Гиббса, находим явный вид выражения для производства энтропии $\sigma_s^\pm$, σ_s^s, при помощи которого (аналогично [4]) строится второе основное уравнение термодинамики для фаз «плюс», «минус», а также физической поверхности

(2.7) $$d\Pi^\pm = \mathbf{Y}_m^\pm \cdot d\mathbf{X}_m^\pm + \zeta_p^\pm dA_p^\pm \qquad d\Pi^s = \mathbf{Y}_q^s \cdot d\mathbf{X}_q^s + \zeta_l^s dA_l^s$$

где $(\mathbf{X}_m^\pm,\ \mathbf{X}_q^s,\ A_p^\pm,\ A_l^s)$ — векторные и скалярные термодинамические силы, $(\mathbf{Y}_m^\pm, \mathbf{Y}_q^s, \zeta_p^\pm, \zeta_l^s)$ — векторные и скалярные термодинамические потоки, $\Pi^\pm$, Π^s — кинетические потенциалы, которые являются характеристическими функциями термодинамических сил.

Из (2.7) следуют уравнения процессов

$$\mathbf{Y}_m^\pm = \frac{\partial \Pi^\pm}{\partial \mathbf{X}_m^\pm}, \quad \zeta_p^\pm = \frac{\partial \Pi^\pm}{\partial A_p^\pm}, \quad \mathbf{Y}_q^s = \frac{\partial \Pi^s}{\partial \mathbf{X}_q^s}, \quad \zeta_l^s = \frac{\partial \Pi^s}{\partial A_l^s}$$

Определенные таким образом потоки подставляем в соотношения (2.1), (2.2).

Балансовые соотношения (2.1), (2.2), граничные условия на поверхностях S^+, S^-, вытекающие из обобщенных условий сопряжения (2.2), уравнения электродинамики [4—6], соотношения Коши между деформациями и перемещениями [5], начальные условия для объемов V^+, V^- и поверхности (2.5), стехиометрические уравнения химических реакций (2.3), уравнения генерации (рекомбинации точечных дефектов (2.4) составляют замкнутую (полную) систему уравнений, описывающих взаимосвязанные механотермодиффузионные, электромагнитные, химические процессы, а также перераспределение и генерацию (рекомбинацию) точечных дефектов в электропроводных контактирующих телах с физическими поверхностями раздела. Пренебрегая параметрами, соответствующими точечным дефектам, получим известные соотношения [4].

3. Расчет межфазного натяжения. В качестве примера используем уравнения модели для определения связи межфазного натяжения с поверхностными натяжениями контактирующих фаз.

Рассмотрим два равновесных состояния с однородными плоскими поверхностями твердых электропроводных упругодеформируемых тел (полупространства), облученных протонами: а) тела контактируют с вакуумом, б) тела контактируют между собой. Ограничимся описанием изменений механических параметров поверхности раздела S^s вследствие увеличения или уменьшения момента распределения электрических зарядов и числа точечных дефектов при облучении системы. Всюду далее для кратности опускаем верхний индекс s.

Заданы поверхностные натяжения в состоянии *а* при отсутствии наведенных излучением точечных дефектов, а также изменения момента распределения термодинамического электрического потенциала $\Psi_\pm$ при переходе от состояния *а* к *б*, рассчитанные на основе известных решений уравнений модели с идеальными условиями сопряжения физико-механических полей на геометрических границах раздела фаз [7].

Межфазное натяжение σ_1 находим из линейных уравнений состояния, записанных для физической поверхности раздела

(3.1)
$$\begin{gathered}
\sigma_{1\pm} = \sigma_{10\pm} + K_\pm e_{1\pm} + \gamma_{e\pm} K_\pm q_\pm - \beta_\pm K_\pm \varphi_\pm + \beta_{e\pm} K_\pm N_\pm \\
\psi_\pm = \gamma_{q\pm} q_\pm + \gamma_{e\pm} K_\pm e_{1\pm}/\rho_\pm + \gamma_{\varphi\pm}\varphi_\pm + \beta_{\psi\pm} N_\pm \\
\omega_\pm = C_{\varphi\pm}\varphi_\pm + \beta_\pm K_\pm e_{1\pm}/\rho_\pm + \gamma_{\varphi\pm} q_\pm + \beta_{\omega\pm} N_\pm \\
\varphi = \Phi - \Phi_0, \quad q = Q - Q_0, \quad \psi = \Psi - \Psi_0, \quad N_1 = N_2 = N
\end{gathered}$$

Здесь $K_\pm$, $C_{\varphi\pm}$, $\beta_\pm$, $\beta_{\psi\pm}$, $\beta_{\omega\pm}$, $\beta_{e\pm}$, $\gamma_{q\pm}$, $\gamma_{\varphi\pm}$, $\gamma_{e\pm}$, $\sigma_{10\pm}$ — физические постоянные поверхности материалов; $\sigma_1 = \sigma_{11} + \sigma_{22}$, $e_1 = e_{11} + e_{22}$ — первые инварианты тензоров поверхностных натяжений и деформаций; параметры с индексами плюс (минус) соответствуют физической поверхности в состоянии *а* для тела, которому в состоянии *б* соответствует индекс плюс (минус); $N_\pm$ — число пар Френкеля в единице массы физической поверхности.

В рассматриваемой задаче пренебрегаем изменениями в объемных фазах, а также предполагаем, что поверхностные характеристики в условиях перехода от состояния *а* к *б* постоянные.

Примем, что в уравнениях состояния фигурируют усредненные характеристики ($\gamma_{i\pm}$) материалов, соответствующие мысленно непрерывному переходу между состояниями *а* и *б*, т. е.

$$\gamma_{i\pm} = (\gamma^0_{i\pm} + \gamma^{\mp}_{i\pm})/2, \quad i = 1, 2, \ldots, \pi$$

Здесь π — число характеристик материала, $\gamma^0_{i\pm}$, $\gamma^-_{i+} = \gamma^+_{i-}$ — значения физических характеристик в состояниях *а* и *б* соответственно.

Учитывая, что в состоянии *б* $e_{1+} = e_{1-} = e_1$, получим

(3.2)
$$\begin{gathered}
\sigma_1 = \{(\sigma_{10+} + \sigma^*_{0+}) K_-{}^* - (\sigma_{10-} + \sigma^*_{0-}) K_+{}^*\}/(K_-{}^* - K_+{}^*) \\
K_\pm{}^* = K_\pm \{1 + K_\pm (C_{\varphi\pm}(\gamma_{e\pm})^2 - (\beta_\pm)^2 \gamma_{q\pm})/(\rho_\pm ((\gamma_{\varphi\pm})^2 - \gamma_{q\pm} C_{\varphi\pm}))\} \\
\sigma^*_{0\pm} = -\Phi_\pm{}^* K_\pm (\beta_\pm \gamma_{\varphi\pm} + \gamma_{e\pm} C_{\varphi\pm})/((\gamma_{\varphi\pm})^2 - \gamma_{q\pm} C_{\varphi\pm}) + \\
+ K_\pm \{\beta_\pm + (\beta_{\psi\pm}(\gamma_{\varphi\pm}\beta_\pm + \gamma_{e\pm} C_\phi{}^\pm) - \beta_{\omega\pm}(\gamma_{e\pm}\gamma_{\varphi\pm} + \beta_\pm \gamma_{q\pm}))/((\gamma_{\varphi\pm})^2 - \\
- \gamma_{q\pm} C_{\varphi\pm})\} N_\pm \\
\Phi_+{}^* = |\Phi_0^-|/2, \quad \Phi_-{}^* = |2\Phi_0^- - \Phi_0^+|/2
\end{gathered}$$

Принимая

$$\sigma_{10+} = 1{,}6\ \text{Н/м},\ \sigma_{10-} = 1{,}45\text{Н/м},\quad \beta_+ = \beta_- = 0{,}1\ \text{В}^{-1}$$
$$\gamma_{q+} = \gamma_{q-} = 2\cdot 10^{-5}\text{В}\cdot\text{кг/Кл},\quad \gamma_{\varphi+} = \gamma_{\varphi-} = 10,\quad \gamma_{e+} = \gamma_{e-} = 10^{-9}\ \text{кг/Кл},$$
$$C_{\varphi+} = C_{\varphi-} = 3\cdot 10^5\ \text{Кл/В}\cdot\text{кг},\ \rho_+ = \rho_- = 10^{-5}\ \text{кг/м}^2,\ \Phi_0{}^+ = -5\ \text{В},$$
$$\Phi_0{}^- = -4{,}5\text{В},\ K_+ = 5\text{Н/м},\quad K_- = 4{,}5\ \text{Н/м},\ \beta_{\psi+}N_+ = \beta_{\psi-}N_- = 0{,}1\ \text{В},$$
$$\beta_{\omega+}N_+ = \beta_{\omega-}N_- = 6\cdot 10^3\ \text{Кл/кг},\ \beta_{e+}N_+ = 0{,}01,\quad \beta_{e-}\ N_- = 0{,}012$$

находим без учета влияния радиационного облучения (в скобках указаны значения для облученных материалов):

$$\sigma_1 = 0{,}218\ (0{,}308)\ \text{Н/м},\quad e_1 = -0{,}253\ (-0{,}246),\quad \varphi_+ = 0{,}237\ (0{,}227)\ \text{В},$$
$$\varphi_- = 0{,}21\ (0{,}201)\ \text{В},\quad q_+ = -5{,}837\ (-6{,}194)\ \text{кКл/кг},\quad q_- =$$
$$= -5{,}174\ (-5{,}527)\ \text{кКл/кг}$$

Значения $\sigma_{10\pm}$, $\beta_\pm$, $\gamma_{q\pm}$, $\gamma_{\varphi\pm}$, $\gamma_{e\pm}$, $C_{\varphi\pm}$, $\rho_\pm$, $\Phi_0{}^\pm$, $K_\pm$ определены на основании известных экспериментальных данных [1], а $\beta_{\omega\pm}N_\pm$, $\beta_{e\pm}N_\pm$, $\beta_{\psi\pm}N_\pm$ оценены по результатам экспериментов [8].

Рассчитанные значения межфазного натяжения и деформации по порядку величин согласуются с данными для металлов [9].

Из (3.2) как частный случай следует эмпирически установленное для несмешивающихся жидкостей известное правило Антонова [10]

$$\sigma_1 = |\,\sigma_{10+} - \sigma_{10-}\,|$$

если выполняется условие

$$|\{(\sigma_{10-} + \sigma_{0+}{}^*)\ K_-{}^* - (\sigma_{10+} - 2\sigma_{10-} - \sigma_{0-}{}^*)\ K_+{}^*\}/(K_+{}^* - K_-{}^*)\,| \ll |\,\sigma_{10+} - \sigma_{10-}\,|$$

В приведенном конкретном случае отклонение от правила Антонова составляет

$$p = 1 - \sigma_1/\,|\,\sigma_{10+} - \sigma_{10-}\,|$$

что характерно для твердых тел; $p = 46\%$ для необлученных и $p = 106\%$ для облученных металлов.

Используя выражение для σ_1, находим соотношение для работы адгезии контактирующих материалов [10]

$$w_{(+)(-)} = \sigma_{10+} + \sigma_{10-} - \sigma_1 = \{(\sigma_{10+} - \sigma_{0-}{}^*)\ K_+{}^* - (\sigma_{10-} - \sigma_{0+}{}^*) \times \times K_-{}^*\}/(K_+{}^* - K_-{}^*) \tag{3.3}$$

Подставляя в (3.3) числовые данные, получим $w_{(+)(-)} = 2{,}83$ Н/м для необлученных и $w_{(+)(-)} = 2{,}74$ Н/м для облученных металлов.

ЛИТЕРАТУРА

1. О развитии фундаментальных и прикладных исследований в области физико-химических и механических свойств поверхности (в Президиуме АН СССР) // Вестн. АН СССР. 1979. № 9. С. 3—17.
2. *Борзых А. А., Черепанов Г. П.* К теории разрушения твердых тел под воздействием мощных импульсных пусков электронов // ПММ. 1980. Т. 44. Вып. 6. С. 1120—1128.
3. *Черепанов Г. П.* Движение точечных дефектов в твердых телах // ПММ. 1986. Т. 50. Вып. 3. С. 498—508.
4. *Юзевич В. Н.* Контактные условия в электропроводных системах с физическими поверхностями раздела // Докл. АН УССР. Сер. А. 1984. № 8. С. 60—62.
5. *Ильюшин А. А.* Механика сплошной среды. М.: Изд-во МГУ. 1978. 288 с.
6. *Wolff P. A., Albano A. M.* Non-equilibrium thermodynamics of interfaces including electromagnetic effects // Physica. Ser. A. 1979. V. 98. No. 3. P. 491—508.
7. *Юзевич В. Н.* Аналитическое исследование кинетики изменения поверхностного натяжения при адсорбции и диффузионном насыщении в электропроводном твердом шаре // Физ.-хим. механика материалов. 1986. № 6. С. 30—33.
8. Физическое металловедение / Под ред. Р. Кана. М.: Мир. 1968. Т. 3. 484 с.
9. *Миссол В.* Поверхностная энергия раздела фаз в металлах. М.: Металлургия. 1978. 176 с.
10. *Адамсон А.* Физическая химия поверхностей. М.: Мир. 1979. 568 с.

Львов

Поступила в редакцию 13.I.1987

[1] *Юзевич В. Н.* К оценке приведенных характеристик межфазных поверхностей в электропроводных телах // Материалы 9-й конф. молодых ученых Ин-та прикл. пробл. механики и математики АН УССР (Львов, 10—14 мая 1982 г.) Львов, 1983. Ч. I. С. 194—197 — Деп. в ВИНИТИ 10.01.84; № 323-84.