техники. Сер.: Низкотемпературная адсорбция и криогенный вакуум. Вып. 1(2).— Харьков: ХФТИ АН УССР, 1972.
6. **Полуэктова А. Ю., Куприянов В. И.** Определение характеристик слоев адсорбентов в криоадсорбционных насосах // Процессы и управление в криогенных установках и системах/Под ред. В. П. Белякова.— Балашиха Моск. обл., 1986.
7. **Павлов К. Б., Романов А. С.** Об изменении области локализации возмущений в процессах нелинейного переноса // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 6.
8. **Тимофеев Д. П.** Кинетика адсорбции.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
9. **Брунауэр С.** Адсорбция газов и паров/Под. ред. М. М. Дубинина.— М.: ИЛ, 1948.
10. **Розанов Л. Н.** Вакуумная техника.— М.: Высш. шк., 1982.
11. **Танатаров Л. В., Коган В. С., Бреславец К. Г.** Активированная адсорбция газов ультрамикропористыми адсорбентами // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Низкотемпературная адсорбция и криогенный вакуум.— Вып. 1(2).— Харьков: ХФТИ АН УССР, 1972.
12. **Танатаров Л. В.** Диффузия адсорбата в транспортную пору // Там же.

г. Москва, г. Балашиха *Поступила 25/VII 1988 г.*

УДК 537.226:536.421.1

А. Г. Мержанов, В. А. Радучев, Э. Н. Руманов, А. С. Штейнберг

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ УДЕРЖАНИЯ РАСПЛАВА ПРИ ИНДУКЦИОННОМ ПЛАВЛЕНИИ В ХОЛОДНОМ ТИГЛЕ

В технологии тугоплавких диэлектриков способ индукционного плавления в холодном тигле (ИПХТ), разработанный первоначально для тугоплавких оксидов [1—3], получает все большее распространение. Важная стадия ИПХТ (предшествующая кристаллизации) — поддержание стационарного теплового режима, когда потери тепла из расплава компенсируются поглощением энергии ВЧ-поля. Из условия теплового баланса определяются температура расплава и ширина слоя твердой фазы между расплавом и стенкой тигля. Вопрос о тепловой устойчивости межфазной границы поставлен в [1], качественные соображения изложены в [4]. Данная система в ВЧ-поле имеет, очевидно, два устойчивых состояния: 1) холодная, непоглощающая твердая фаза; 2) расплав, высокая температура которого поддерживается ВЧ-поглощением. Наряду с устойчивым есть и неустойчивый режим с меньшим радиусом расплава. Слияние устойчивого и неустойчивого решений дает критические условия существования расплава.

Настоящая работа посвящена количественному изучению устойчивости расплава и определению критических условий из совместного решения тепловой и электродинамической задач (в отличие от [5—7]). Характеристики стационарных режимов получаются при этом в зависимости от параметров, заданных в условиях эксперимента (напряжения и частоты ВЧ-генератора, диаметра тигля и др.). Устойчивость исследуется в квазистационарном приближении.

1. Постановка задачи. Для анализа тепловой устойчивости расплава в ВЧ-поле используется модель, показанная на рис. 1. Бесконечный проводящий расплав *1* коаксиален с бесконечным соленоидом *4* (индуктором). Между расплавом и охлаждаемой стенкой тигля *3*, прозрачного для ВЧ-поля, существует слой твердой фазы *2* (гарнисаж). На межфазной границе выполняется условие Стефана [8]

$$\rho L(da/dt) = q_+ - q_-, \tag{1.1}$$

где ρ — плотность диэлектрика; L — теплота фазового перехода; a — радиус расплава; t — время; q_+, q_- — потоки тепла на межфазной границе со стороны расплава и со стороны твердой фазы соответственно.

В стационарном режиме ИПХТ межфазная граница неподвижна ($(da/dt) = 0$). Ее положение определяется из решения уравнения $q_+(a) - q_-(a) = 0$. Значения потоков q_+, q_- рассчитываются из уравнения теплопроводности.

Уравнение теплопроводности, описывающее тепловое состояние диэлектрика в стационарном режиме, в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{\lambda}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dT}{dr}\right) + Q(r) = 0. \tag{1.2}$$

Здесь r — текущий радиус; T — температура; λ — коэффициент теплопроводности; Q — функция источника тепловыделения.

Граничные условия для уравнения (1.2):

$$r = 0,\ dT/dr = 0;\ r = b,\ T = T_0 \tag{1.3}$$

(b — радиус тигля, T_0 — температура стенки тигля (поддерживается постоянной)).

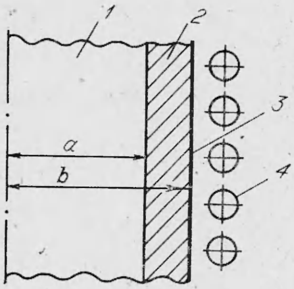

Рис. 1

2. Удельная мощность тепловыделения в диэлектрике. Для расчета функции источника тепловыделения $Q(r)$ используется модель бесконечного проводящего цилиндра, коаксиального с бесконечным соленоидом, показанная на рис. 1. Электропроводность гарнисажа полагается равной нулю, в связи с чем тепловыделение в твердой фазе диэлектрика отсутствует.

Мощность тепловыделения в единице объема расплава

$$Q(r) = (\sigma/2)|j(r)|^2, \tag{2.1}$$

где σ — удельная электропроводность расплава; j — плотность тока в расплаве. Она зависит от распределения в диэлектрике магнитного поля $H(r)$

$$j(r) = -(c/4\pi)[\partial H(r)/\partial r] \tag{2.2}$$

(c — скорость света). Распределение поля $H(r)$ известно (см. [9]):.

$$H(r) = \begin{cases} H_0[J_0(\sqrt{2i}r/\delta)/J_0(\sqrt{2i}a/\delta)], & 0 < r < a, \\ H_0, & a < r < b. \end{cases} \tag{2.3}$$

Здесь H_0 — напряженность магнитного поля в гарнисаже; δ — глубина проникновения поля в расплав (ширина скин-слоя); J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Подстановка (2.2), (2.3) в (2.1) дает связь плотности выделяющейся в расплаве тепловой мощности $Q(r)$ с напряженностью магнитного поля H_0:

$$Q(r) = \sigma^{-1}(c/4\pi\delta)^2|H_0|^2|g(a/\delta)|^2\varphi(r). \tag{2.4}$$

Безразмерные функции $g(a/\delta)$ и $\varphi(r)$ определяются выражениями

$$g(a/\delta) = J_1(\sqrt{2i}a/\delta)/J_0(\sqrt{2i}a/\delta),$$

$$\varphi(r) = \begin{cases} |J_1(\sqrt{2i}r/\delta)/J_1(\sqrt{2i}a/\delta)|^2, & 0 < r < a, \\ 0, & a < r < b, \end{cases}$$

где J_1 — функция Бесселя первого рода первого порядка. В случае $\delta/a \ll 1$ отношение функций Бесселя можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью

$$\varphi(r) \approx \begin{cases} \exp[2(r-a)/\delta], & 0 < r < a, \\ 0, & a < r < b. \end{cases}$$

Из формулы (2.4) следует, что расчет источника тепловыделения $Q(r)$ сводится к расчету напряженности магнитного поля H_0 как функции параметров ВЧ-установки для ИПХТ (рабочей частоты, числа витков индуктора, напряжения на индукторе и т. п.).

Электродвижущая сила в одном витке соленоида на рис. 1

$$\mathscr{E}_1 = Z(\omega)I, \tag{2.5}$$

(Z — импеданс витка, I — сила тока в соленоиде, ω — круговая частота). Согласно [9],

$$Z = -(i\omega/c^2)L_e + (1+i)(b/\sigma_i a_i \delta_i)[g(a_i/\delta_i)]^{-1}. \tag{2.6}$$

Здесь L_e — внешняя часть самоиндукции витка соленоида; b — радиус соленоида (для простоты полагается совпадающим с радиусом тигля);

σ_i — удельная электропроводность соленоида; δ_i — ширина скин-слоя в соленоиде; a_i — радиус провода, из которого изготовлен соленоид.

Подстановка (2.6) в (2.5) с учетом того, что магнитный поток через площадь витка соленоида

$$\Phi = (L_e/c)\,I = 2\pi\int_0^b H(r)\,rdr,$$

дает

$$\mathscr{E}_1 = -2i\pi(\omega/c)\int_0^b H(r)\,rdr + (1+i)(bI/\sigma_i a_i\delta_i)\,[g(a_i/\delta_i)]^{-1}. \tag{2.7}$$

Вычислив с помощью (2.3) интеграл $\int_0^b H(r)\,rdr$ и выразив силу тока в соленоиде I через напряженность поля H_0 (см. [9]) $I = (ch/4\pi N)H_0$, можно привести (2.7) к

$$\mathscr{E}_1 = -i\pi(\omega/c)H_0\left\{b^2 - a^2 + (1-i)\left[a\delta g(a/\delta) - \frac{bh\delta_i}{2\pi N a_i g(a_i/\delta_i)}\right]\right\}, \tag{2.8}$$

где h — высота, N — число витков индуктора (соленоида).

Электродвижущая сила в соленоиде с числом витков N имеет вид $\mathscr{E} = N\mathscr{E}_1$. Учитывая это соотношение, из (2.8) легко получить искомое выражение

$$H_0 = (ic/\pi\omega N)\,\mathscr{E}\left\{b^2 - a^2 + (1-i)\left[a\delta g(a/\delta) - \frac{bh\delta_i}{2\pi N a_i g(a_i/\delta_i)}\right]\right\}^{-1}.$$

Подстановка H_0 в (2.4) позволяет записать функцию источника тепловыделения как

$$Q(r) = Q_0\varphi(r), \tag{2.9}$$

где

$$Q_0 = (\sigma/2)(U\delta/\pi N b^2)^2|g(a/\delta)|^2|1 - (a/b)^2 + (1-i)\{(a\delta/b^2)g(a/\delta) - [h\delta_i/2\pi N b a_i g(a_i/\delta_i)]\}|^{-2} \tag{2.10}$$

($U = |\mathscr{E}|/\sqrt{2}$ — напряжение на индукторе).

3. Решение уравнения теплопроводности. Теплопроводность диэлектрика λ есть функция температуры: для расплава она существенно выше, чем для гарнисажа. Аппроксимация λ кусочно-постоянной функцией

$$\lambda = \begin{cases}\lambda_a, & 0 < r < a,\\ \lambda, & a < r < b\end{cases} \tag{3.1}$$

позволяет свести нелинейную задачу (1.2), (1.3) к решению двух линейных уравнений теплопроводности — в расплаве ($0 < r < a$) и в гарнисаже ($a < r < b$). Для сшивки решений служит условие на межфазной границе

$$r = a,\ T = T_l, \tag{3.2}$$

где T_l — температура плавления диэлектрика. Значение a находится из условия теплового баланса $q_+ = q_-$.

Интегрирование уравнения (1.2) с источником (2.9) с граничными условиями (1.3), (3.2) с учетом выражения (3.1) позволяет найти распределение температуры $T(r)$ и теплового потока $q(r)$ в диэлектрике:

в твердой фазе $a < r < b$

$$T = T_l - (T_l - T_0)\ln(r/a)[\ln(b/a)]^{-1},\quad q = (\lambda/r)(T_l - T_0)[\ln(b/a)]^{-1}; \tag{3.3}$$

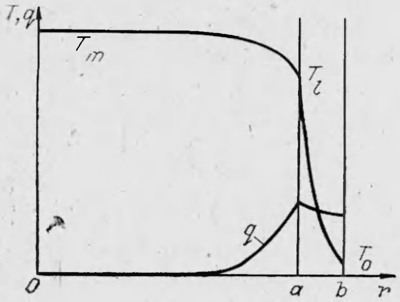

Рис. 2

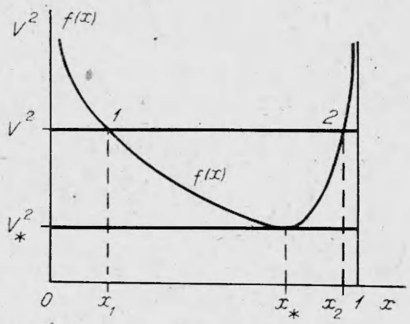

Рис. 3

в расплаве $0 < r < a$

$$(3.4)\qquad T = T_l + (Q_0/\lambda_a)\int\limits_r^a r^{-1}\left[\int\limits_0^r \varphi(r)\,r dr\right]dr,\quad q = (Q_0/r)\int\limits_0^r \varphi(r)\,r dr.$$

Максимальная температура в центре расплава

$$T_m = T_l + (Q_0/\lambda_a)\int\limits_0^a r^{-1}\left[\int\limits_0^r \varphi(r)\,r dr\right]dr.$$

Обычно в процессах ИПХТ выполняется условие $\delta/a \ll 1$. Поэтому

$$T_m \approx T_l + (Q_0\delta^2/4\lambda_a).$$

Качественно распределение температуры $T(r)$ и потока тепла $q(r)$ в диэлектрике показано на рис. 2.

4. Тепловой баланс на межфазной границе. Выражения (3.3), (3.4) при $r = a$ определяют потоки тепла на межфазной границе со стороны расплава q_+ и со стороны гарнисажа q_-. Стационарный режим плавки характеризуется равенством этих потоков

$$(4.1)\qquad Q_0\int\limits_0^a \varphi(r)\,r dr = \lambda(T_l - T_0)\,[\ln(b/a)]^{-1}.$$

Согласно (2.10), мощность тепловыделения Q_0 зависит от положения межфазной границы a. Подстановка (2.10) в (4.1) дает уравнение, определяющее положение межфазной границы в стационарном тепловом режиме:

$$(\sigma/2)\,(U\delta/\pi N b^2)^2\,|g(a/\delta)|^2\,|1 - (a/b)^2 + (1 - i)\{(a\delta/b^2)\,g(a/\delta) -$$
$$- [h\delta_i/2\pi N b a_i g(a_i/\delta_i)]\}|^{-2}\int\limits_0^a \varphi(r)\,r dr = \lambda(T_l - T_0)\,[\ln(b/a)]^{-1}.$$

Удобнее анализировать это выражение в безразмерном виде

$$(4.2)\qquad V^2 = 2(\pi/\alpha)^2\left[\ln(1/x)\int\limits_0^x \varphi(\xi)\,\xi d\xi\right]^{-1}|g(x/\alpha)|^{-2}\,|1 - x^2 +$$
$$+ \alpha(1 - i)\{xg(x/\alpha) - [\gamma/2\pi\beta g(\beta/\alpha)]\}|^2.$$

Здесь $x = a/b$ — безразмерная координата межфазной границы (радиус расплава); $\alpha = \delta/b$ — безразмерная глубина проникновения ВЧ-поля в расплав; $\xi = r/b$ — переменная интегрирования; $V = \sigma^{1/2}(U/N)[\lambda(T_l - T_0)]^{-1/2}$ — безразмерное напряжение на индукторе; $\beta = (a_i/b)(\sigma_i/\sigma)^{1/2}$, $\gamma = (h/bN)$ — параметры. Величину α^{-2} можно трактовать как безразмерную частоту (поскольку ее можно представить в виде $\alpha^{-2} = \omega(2\pi\sigma)(b/c)^2$), а V^2 — как безразмерную мощность тепловыделения в расплаве. Уравнение (4.2) позволяет рассчитать стационарное положение межфазной границы как функцию четырех параметров $x = x(\alpha,\ \beta,\ \gamma,\ V)$.

5. Стационарные режимы ИПХТ. На рис. 3 показано качественное поведение правой части уравнения (4.2), обозначенной через $f(x)$. Решениями уравнения (4.2) являются абсциссы точек пересечения кривой $f(x)$ с прямой V^2. Из рисунка видно, что определенным значениям параметра $V > V_*$ отвечают два стационарных состояния *1* и *2* (стационарные положения межфазной границы x_1 и x_2). При некотором критическом значении $V = V_*$ стационарные решения сливаются ($x_1 = x_2 = x_*$), и при $V < V_*$ происходит срыв — стационарное уравнение (4.2) не имеет решения.

Исследование устойчивости стационарных состояний требует решения нестационарного уравнения теплопроводности. На межфазной границе наряду с (1.1) ставится условие $r = a + \varepsilon \exp(\Omega t)$, $T_s + \tau \exp(\Omega t) = T_l$, где T_s — стационарная температура; ε, τ — амплитуды возмущений стационарного радиуса расплава и стационарного профиля температуры в диэлектрике; Ω — декремент, определяющий развитие возмущений во времени.

При $|\Omega| \ll \varkappa/b^2$ ($\varkappa$ — коэффициент температуропроводности) можно ограничиться квазистационарным приближением, рассчитывая потоки q_+, q_- в (1.1) из стационарного уравнения (1.2). Из теории бифуркаций динамических систем [10] известно, что в точке слияния двух стационарных решений $|\Omega| = 0$. Отсюда следует применимость квазистационарного приближения вблизи границы устойчивости (при $x \approx x_*$, когда $|\Omega| \to 0$). При этом задача сводится к анализу одного уравнения (1.1), из которого вытекает, что устойчивое стационарное состояние будет при условии

$$dq_+/da < dq_-/da. \tag{5.1}$$

Неустойчивому состоянию соответствует противоположное неравенство. Соотношению (5.1) отвечает положительное значение производной df/dx (противоположному неравенству — отрицательное). Из рис. 3 видно, что для $x_1 \approx x_*$ $df/dx < 0$, а для $x_2 \approx x_*$ $df/dx > 0$. Таким образом, стационарные состояния левее критической точки ($x < x_*$) неустойчивы; соответственно $x_* < x < 1$ — область устойчивых стационарных состояний.

Квазистационарное приближение при исследовании устойчивости опирается, как сказано выше, на малость $|\Omega|$ вблизи границы устойчивости. По аналогичной причине изучение устойчивости стационарных решений в теории теплового взрыва удается ограничить рассмотрением регулярного режима [11].

Величину x_1 можно представить как критический радиус стартового расплава: если в начале плавки $x < x_1$, то плавления диэлектрика при напряжении на индукторе V не происходит — стартовый расплав замерзает; при $x > x_1$ по диэлектрику распространяется волна плавления, и система расплав — твердая фаза через некоторое время переходит в устойчивое стационарное состояние *2*, которому соответствует радиус расплава x_2.

По мере снижения напряжения на индукторе прямая V^2 на рис. 3 опускается, ширина твердой фазы увеличивается (плавное возрастание величины $(1 - x_2)$ с уменьшением V означает направленную кристаллизацию расплава в радиальном направлении). Критическому напряжению $V = V_*$ отвечает минимальный радиус расплава x_*. Дальнейшее снижение напряжения на индукторе вызывает спонтанную кристаллизацию расплава.

На рис. 4 и 5 представлены рассчитанные из уравнения (4.2) зависимости критических значений V_* и x_* от параметра α. Кривые *1—3* на рис. 4 приведены для параметров β и γ: *1* — $\beta = 1$, $\gamma = 0{,}2$; *2* — $\beta = 10$, $\gamma = 1$; *3* — $\beta = 10$, $\gamma = 0{,}2$ (типичные значения при ИПХТ оксидных материалов); величина x_* от β и γ не зависит. Как видно из рисунков, зависимости $V_*(\alpha)$ и $x_*(\alpha)$ немонотонны. Появление экстремумов можно объяснить следующим образом. Суммарная тепловая мощ-

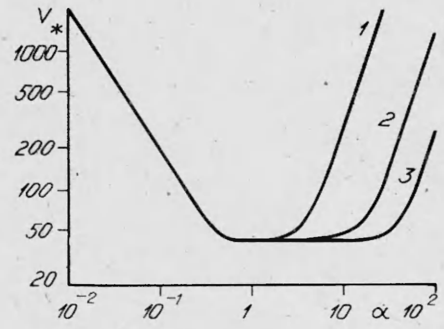

Рис. 4

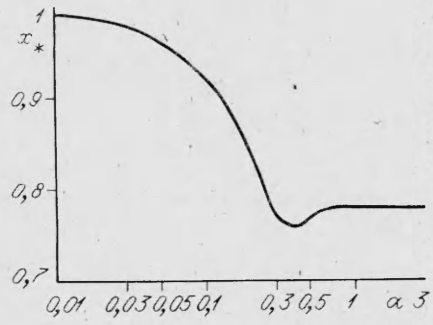

Рис. 5

ность есть произведение объема, в котором выделяется тепло, на среднюю плотность мощности. С понижением частоты (увеличением α) первый из этих множителей растет вместе с δ, а второй — уменьшается, так как падает плотность вихревых токов, наводящихся в расплаве магнитным полем индуктора. При $\alpha \gg 1$ ($\delta \gg b$) тепло выделяется почти равномерно во всем объеме расплава; кривая $x_*(\alpha)$ насыщается — критический радиус расплава не зависит от частоты.

В области $\alpha \lesssim 1$ имеет место соотношение

$$|\gamma/2\pi\beta g(\beta/\alpha)| \ll |x_* g(x_*/\alpha)|, \tag{5.2}$$

что связано с малостью в области высоких частот активного сопротивления индуктора по сравнению с его индуктивным сопротивлением. Из (4.2), (5.2) вытекает, что при $\alpha \lesssim 1$ критическое значение V_* есть функция только одного параметра α. В области низких частот (при $\alpha \gg 1$) соотношение (5.2) не выполняется; необходимо учитывать влияние активного сопротивления индуктора и рассчитывать критическое значение V_* как $V_* = V_*(\alpha, \beta, \gamma)$. Из рис. 4 видно, что при $\alpha \gg 1$ V_* возрастает с уменьшением β и увеличением γ.

При ИПХТ окислов на частотах 1—5 МГц реализуются значения $\alpha \sim 0{,}05$—$0{,}1$. При $N = 1$, $b = 0{,}1$ м, $\lambda = 4$ Вт/(м·К), $T_l - T_0 = 2500$ К минимальное напряжение на индукторе в указанном диапазоне α составляет $U_* \sim 1$ кВ. Из рис. 5 видно, что при $\alpha = 0{,}05$—$0{,}1$ справедливо соотношение $(1 - x_*) \ll 1$. Это означает, что при $V < V_*$ расплав теряет тепловую устойчивость при тонком слое гарнисажа. Иначе говоря, ведение кристаллизации диэлектрика в радиальном направлении путем плавного снижения мощности тепловыделения в расплаве (например, плавным уменьшением напряжения на индукторе) в области параметров $\alpha \leqslant 0{,}1$ невозможно. Максимальная тепловая устойчивость расплава достигается при $\alpha = 0{,}3$—$0{,}5$ (экстремум кривой $x_*(\alpha)$ на рис. 5). Направленной кристаллизацией в этом диапазоне α можно закристаллизовать до 40 % объема расплава.

Следует заметить, что рассчитанные значения V_* и x_* являются оценками снизу, так как модель бесконечного расплава, представленная на рис. 1, не учитывает краевых эффектов (теплопотерь из зоны расплава в аксиальном направлении, имеющих место в реальных процессах ИПХТ, неоднородности магнитного поля на торцах индуктора и т. п.).

Обычно в процессах ИПХТ используется шихта в виде порошка дисперсностью ~ 10 мкм. Плавление порошка значительно отличается от плавления монолитного (беспористого) диэлектрика. В [12] показаны особенности ИПХТ на стадии распространения волны плавления, связанные с капиллярным растеканием расплава по порам твердой фазы диэлектрика: расплав пропитывает твердую фазу и кристаллизуется в ней, затем происходит медленное проплавление закристаллизовавшегося слоя, после этого картина повторяется. Эффект капиллярного растекания оказывает влияние и на стационарный режим ИПХТ. При этом возможна следующая ситуация. После того как межфазная граница заняла положение x_2 (устойчивое стационарное состояние 2 на рис. 3), расплав пропитывает твердую фазу и кристаллизуется. Теплопроводность гарнисажа скачком увеличивается, так как теплопроводность закристаллизовавшегося слоя значительно выше теплопроводности порошкообразной шихты. Скачку теплопроводности отвечает резкое уменьшение значения V. В случае $V > V_*$ межфазная граница занимает новое стационарное положение $x_* < x < x_2$; при $V < V_*$ по диэлектрику от периферии к центру распространяется волна кристаллизации.

Авторы выражают благодарность А. П. Алдушину, В. В. Грачеву, И. А. Канаеву и В. А. Князику за полезные обсуждения настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Александров В. И., Осико В. В., Прохоров А. М., Татаринцев В. М.** Новый метод получения тугоплавких монокристаллов и плавленых керамических материалов // Вести. АН СССР.— 1973.— № 12.
2. **Александров В. И., Осико В. В., Прохоров А. М., Татаринцев В. М.** Получение высокотемпературных материалов методом прямого высокочастотного плавления в холодном контейнере // Успехи химии.— 1978.— Т. 47, вып. 3.
3. **Александров В. И., Иофис Н. А., Осико В. В. и др.** Фианиты и перспективы их практического использования // Вести. АН СССР.— 1980.— № 6.
4. **Мержанов А. Г., Радучев В. А., Руманов Э. Н.** Тепловые волны плавления и кристаллизации диэлектрика // ДАН СССР.— 1980.— Т. 253, № 2.
5. **Петров Ю. Б., Шкульков А. В., Неженцев В. В., Канаев И. А.** Анализ электрических характеристик индукционных печей с холодным тиглем для плавки окисных материалов // Электротехника.— 1982.— № 8.
6. **Петров Ю. Б.** Индукционная плавка окислов.— Л.: Энергоатомиздат, 1983.
7. **Смирнов Ю. Н., Шкульков А. В., Канаев И. А.** Температура расплава оксида в стационарном режиме плавки в индукционных печах с холодным тиглем // Изв. вузов. Электромеханика.— 1984.— № 9.
8. **Карслоу Г., Егер Д.** Теплопроводность твердых тел.— М.: Наука, 1964.
9. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.
10. **Баутин Н. Н., Леонтович Е. А.** Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости.— М.: Наука, 1976.
11. **Истратов А. Г., Либрович В. Б.** Об устойчивости решений в стационарной теории теплового взрыва // ПММ.— 1963.— Т. 27, № 2.
12. **Руманов Э. Н.** Волна плавления пористого вещества.— Черноголовка, 1982.— (Препр./ОИХФ АН СССР).

г. Черноголовка *Поступила 25/III 1987 г., в окончательном варианте — 9/VIII 1988 г.*

УДК 532.593

Н. А. Костюков

МЕХАНИЗМ РАССЛОЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ ПАГРУЖЕНИИ

Известно, что двумерное ударно-волновое нагружение порошковых композиционных материалов (ПКМ), представляющих собой механические смеси разнородных твердых частиц, нередко приводит к чрезвычайно неравномерному распределению (расслоению) компонентов после нагружения [1, 2]. Возможна, например, такая ситуация: в некотором объеме ударно-сжатого образца концентрация одного из компонентов становится в несколько раз выше, чем в прилегающих областях. Это неудобное с точки зрения практических приложений свойство ПКМ делает весьма актуальной задачу создания критерия расслоения. Вопрос, который предстоит решить,— какими должны быть ударно-волновые параметры, чтобы после нагружения материал оставался однородным.

Первый и необходимый шаг в этом направлении — создание физической модели, способной правильно отражать механизм процесса, приводящего к расслоению. В [1, 2] рассматриваются возможные подходы к модельному описанию результатов, полученных на смесях медь—нитрид бора и медь—графит. Ниже проведен анализ этих