При лазерном проплавлении образование затравочного рельефа на тонких пленках расплава также играет важную роль, определяя в более поздние моменты времени рассеяние и поглощение излучения на поверхности материала.

Отметим, что масштаб локализации дальнодействующих сил, как правило, не превышает $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ м. Исключением являются расплавы полимеров с большим молекулярным весом ($M \sim 10^6$), для которых радиус действия сил на границе двух фаз ~ 10 мкм, а в некоторых случаях ~ 1 мм [1]. Указанное различие следует принимать во внимание при оценке инкремента неустойчивости (4).

Авторы благодарят С. А. Жданка и Л. А. Болышова за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **De Gennes P. G.** Wetting: statics and dynamics // Rev. Mod. Phys.— 1985.— V. 57, N 3.
2. **Лифшиц Е. М.** Теория молекулярных сил притяжения между конденсированными телами // ДАН СССР.— 1954.— Т. 97, № 4.
3. **Лифшиц Е. М.** Теория молекулярных сил притяжения между твердыми телами // ЖЭТФ.— 1955.— Т. 29, вып. 1.
4. **Дерягин Б. В.** Теория устойчивости коллоидов и тонких пленок.— М.: Наука, 1984.
5. **Wayner P. C.** The interfacial profile in the contact line region at the Young-Dypre equation // J. Colloid Interface Sci.— 1982.— V. 88, N 1.
6. **Фрумкин А.** Об явлениях смачивания и прилипания пузырьков // ЖФХ.— 1938.— Т. 12, вып. 4.
7. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
8. **Левченко Е. Б., Черняков А. А.** Неустойчивость поверхностных волн в неоднородно-нагретой жидкости // ЖЭТФ.— 1981.— Т. 81, вып. 1.
9. **Joanny J. F., de Gennes R. G.** Physique des surfaces et des interfaces // C. r. acad. sci. Ser. II.— 1984.— Т. 299, N 10.

Поступила 10/VI 1987 г.

УДК 532.5 : 531.001.362

ПОДОБИЕ В ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЗАДАЧЕ ПРОНИКАНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ИДЕАЛЬНУЮ НЕСЖИМАЕМУЮ ЖИДКОСТЬ

Ф. М. Бородич

(Москва)

В линейной постановке рассматривается пространственная задача о начальной стадии вертикального проникания затупленных твердых тел в идеальную несжимаемую жидкость.

Задачи о взаимодействии конструкций с жидкостью возникли при рассмотрении посадки гидросамолетов [1], а затем интенсивно изучались в связи с другими вопросами техники (см. [2—4], а также приведенные там обзоры). Эти задачи очень сложны и в основном могут быть решены только численно. Для проверки точности численных схем особое значение имеют случаи, поддающиеся аналитическому исследованию. Как и в других областях механики [5], большой класс таких случаев связан с явлением автомодельности.

Автомодельные задачи о проникании твердых тел (конусов или клиньев) в жидкость в линейной и нелинейной постановках рассматривались во многих работах [3, 4, 6, 7]. В [6] указано, что движение несжимаемой жидкости при проникании в нее конуса будет автомодельным в случае, когда скорость проникания зависит от времени по степенному закону. В [1] отмечено, что при рассмотрении проникания необходимо учитывать подъем свободной поверхности жидкости, который приводит к увеличению смачиваемой поверхности тела. В [8] в линейной постановке сделана попытка получения автомодельного решения задачи о проникании с постоянной скоростью в жидкость эллиптического параболоида; при этом на границу области смачивания не были наложены дополнительные условия (типа Вагнера или Кармана — Пабста [2]), в результате такая постановка не обеспечивала единственность решения. В данной работе показано, что рассматриваемая задача (в линейной постановке с учетом подъема свободной поверхности жидкости) автомодельная при скоростях проникания, изменяющихся во времени по степенному закону для широкого класса тел, форма поверхности которых описывается положительной однородной функцией.

Точное аналитическое решение линейной пространственной задачи о проникании в несжимаемую жидкость известно лишь для тел вращения [2, 9]. Хотя этот случай, вообще говоря, не автомодельный, однако он сохраняет некоторые черты автомодельности: области смачивания в любой момент времени являются кругами и, следовательно, подобны друг другу. Ниже выделен класс задач проникания, в которых область смачивания в каждый момент времени меняется по подобию. Этот класс содержит все случаи, для которых известны пространственные аналитические решения. В частности, получены точные аналитические решения в случае, когда область смачивания — эллипс.

1. Постановка задачи. Рассматривается задача о проникании твердого тела в первоначально покоящуюся невесомую идеальную несжимаемую жидкость. Жидкость занимает полупространство $x_3 \geqslant 0$. Скорость тела $V(t)$ направлена перпендикулярно плоскости свободной поверхности жидкости $x_3 = 0$. Начало декартовой системы координат берется в первоначальной точке касания тела со свободной поверхностью. Ось x_3 направлена в глубь жидкости, а оси x_1 и x_2 — по первоначальной свободной поверхности.

Считаем, что угол между касательной к телу и свободной поверхностью мал на всем интервале времени рассмотрения задачи (затупленное тело). В этом случае можно использовать постановку Вагнера [1] (см. также [2]): проникание тела заменяется обтеканием непрерывно расширяющегося плоского диска, скорость расширения которого равна скорости увеличения ширины смоченной поверхности тела, а скорость обтекания — скорости проникания (задача решается в линейной постановке, т. е. все уравнения линеаризуются, а граничные условия сносятся на горизонтальную поверхность жидкости $x_3 = 0$). Влиянием брызговой струи пренебрегаем [7]. Возникшее течение считается потенциальным.

Таким образом, рассматриваемая задача о проникании тела, поверхность которого определяется функцией $f(x_1, x_2)$, сводится к нахождению потенциала скоростей $\Phi(\mathbf{x}, t)$ и области смачивания $G(t)$, которые должны удовлетворять следующим условиям:

уравнению Лапласа

$$(1.1)\qquad \left(\partial^2/\partial x_1^2 + \partial^2/\partial x_2^2 + \partial^2/\partial x_3^2\right)\Phi(\mathbf{x}, t) = 0 \quad \forall (x_1, x_2, x_3) \in \mathrm{R}^3_+;$$

граничным условиям на плоскости $x_3 = 0$

$$(1.2)\qquad \begin{gathered} \partial\Phi(x_1, x_2, 0, t)/\partial x_3 = V(t), \ (x_1, x_2) \in G(t), \\ \Phi(x_1, x_2, 0, t) = 0, \ (x_1, x_2) \in R^2|G(t); \end{gathered}$$

условиям на бесконечности

$$(1.3)\qquad \begin{gathered} \Phi(\mathbf{x}, t) \to 0 \text{ и } \partial\Phi(\mathbf{x}, t)/\partial x_i \to 0 \text{ при } \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2} \to \infty, \\ i = 1, 2, 3. \end{gathered}$$

Считается, что в момент $t = 0$ жидкость покоится, а при $t > 0$ приходит в движение.

Область смачивания находится из кинематического соотношения Вагнера, связывающего подъемное движение частицы свободной поверхности жидкости с движением тела:

$$(1.4)\qquad \begin{gathered} f\left(x_1^*(t), x_2^*(t)\right) = \int_0^t \left\{V(\tau) - \frac{\partial\Phi\left[x_1^*(t), x_2^*(t), 0, \tau\right]}{\partial x_3}\right\} d\tau, \\ \left(x_1^*(t), x_2^*(t)\right) \in \partial G(t) \end{gathered}$$

($\partial G(t)$ — граница открытой области смачивания $G(t)$).

Давление p в жидкости определяется из линеаризованного уравнения Коши — Лагранжа [10]

$$(1.5)\qquad p(\mathbf{x}, t) = -\rho\partial\Phi(\mathbf{x}, t)/\partial t$$

(ρ — плотность жидкости), а сила сопротивления прониканию тела P —

из выражения

$$P(t)=\iint\limits_{G(t)} p\,dx_1\,dx_2. \tag{1.6}$$

2. Выделение класса автомодельных решений. Будем искать решение задачи о проникании в классе функций, обладающих следующим свойством для любого положительного λ в каждой точке $\mathbf{x}$:

$$\Phi\left(\lambda^{\alpha_1}x_1,\ \lambda^{\alpha_2}x_2,\ \lambda^{\alpha_3}x_3,\ \lambda^{\beta}t\right)=g(\lambda)\,\Phi(x_1,\ x_2,\ x_3,\ t). \tag{2.1}$$

Здесь α_1, α_2, α_3, β — веса координат x_1, x_2, x_3 и времени t соответственно. В частности, если $\alpha_1=\alpha_2=\alpha_3=1$, то при $\lambda=t^{-(1/\beta)}$ из (2. 1) вытекает $\Phi(x_1,\ x_2,\ x_3,\ t)=g^{-1}[t^{-(1/\beta)}]\ \Phi(x_1/t^{1/\beta},\ x_2/t^{1/\beta},\ x_3/t^{1/\beta},\ 1)$, т. е. решение автомодельное.

Замечание. Если функция Φ от n-переменных удовлетворяет условию

$$\Phi\left(\lambda^{\alpha_1}x_1,\ \ldots,\ \lambda^{\alpha_n}x_n\right)=g(\lambda)\,\Phi(x_1,\ \ldots,\ x_n)\quad \forall\lambda>0,\quad \forall\mathbf{x}\in R^n, \tag{2.2}$$

то

$$g(\lambda)=\lambda^k\ \ (k \text{ — постоянная}). \tag{2.3}$$

Действительно, если представить λ в виде $\lambda=\lambda_1(\lambda/\lambda_1)$ $(\lambda_1>0)$ то условие (2.2) примет вид

$$\Phi(\lambda^{\alpha}\mathbf{x})=g(\lambda_1)\,g(\lambda/\lambda_1)\,\Phi(\mathbf{x}). \tag{2.4}$$

Из (2.2) и (2.4) следует $g(\lambda)/g(\lambda_1)=g(\lambda/\lambda_1)$. Отсюда после обычных выкладок, применяемых в теории размерностей [6], получаем формулу (2.3). Известно [11], что функция Φ, удовлетворяющая условию (2.1) (с учетом (2.3)), называется квазиоднородной функцией степени k с весами переменных $\alpha=(\alpha_1,\ \ldots,\ \alpha_n)$. Поиск решения задачи (1.1) — (1.4) в виде квазиоднородной функции позволяет выделить условия, при которых рассматриваемая задача автомодельна, и приводит к следующему утверждению.

Теорема 1. *Пусть в рассматриваемой задаче форма проникающего тела определяется функцией $x_3=-f(x_1,\ x_2)$ ($f(x_1,\ x_2)$ — положительная однородная функция степени d, $d\geqslant 1$), а скорость проникания — степенная функция вида $V(t)=v_0t^a$, $a\geqslant 0$. Тогда если решение задачи (1.1) — (1.5) в момент времени t_1 дается $\Phi(\mathbf{x},\ t_1)$ и $G(t_1)$, то в любой другой момент времени t решение задачи определяется по подобию*:

$$\Phi(\mathbf{x},\ t)=\lambda^{-[a(d+1)+1]/(a+1)}\,\Phi(\lambda\mathbf{x},\ t_1); \tag{2.5}$$

$$[(x_1,\ x_2)\in G(t)]\Leftrightarrow[(\lambda x_1,\ \lambda x_2)\in G(t_1)], \tag{2.6}$$

где $\lambda=(t/t_1)^{-(a+1)/d}$, т. е. $t_1=\lambda^{d/(a+1)}t$.

Доказательство осуществляется непосредственной подстановкой выражений (2.5) и (2.6) в формулы (1.1) — (1.5).

Следствие. Скорости частиц жидкости и давление в ней в момент времени t определяются по формулам

$$v(\mathbf{x},\ t)=\lambda^{-ad/(a+1)}v(\lambda\mathbf{x},\ t_1),\quad p(\mathbf{x},\ t)=\lambda^{-[a+1+d(a-1)]/(a+1)}p(\lambda\mathbf{x},\ t_1). \tag{2.7}$$

Из теоремы 1 вытекают следующие качественные выводы (справедливые при сделанных выше предположениях): 1) размер области смачивания l меняется пропорционально времени в степени $(a+1)/d$; 2) площадь смачиваемой области меняется пропорционально времени в степени $2(a+1)/d$; 3) сила P, действующая на проникающее тело со стороны жидкости, меняется пропорционально времени в степени $[3(a+1)+(a-1)d]/d$.

Действительно, из (2.6) вытекает, что размер площади контакта меняется пропорционально λ^{-1}, отсюда, подставив значение λ при $t_1=1$, получим первый вывод, а из него — второй, так как площадь области пропорциональна квадрату ее размера. Третий вывод следует из подстановки (2.7) в (1.6) и интегрирования найденного выражения с учетом условия (2.6).

Замечания. 1. Для $a = 0$ и $d = 1$ выводы 1—3 получены в [6] исходя из теории размерностей. 2. Утверждения, аналогичные утверждению теоремы 1, справедливы и для других сред. Например, в контактной задаче линейной теории упругости (в изотропном случае, см. [12, 13]); в задаче контакта предварительно искаженных упругих полупространств [14]; в динамических контактных задачах для сжимаемых сред (упругое полупространство, полупространство сжимаемой жидкости). При этом показатель степени a в скорости проникания будет жестко связан со степенью однородности функции, определяющей форму тела: $a = d - 1$.

3. Решение обратной задачи. Рассмотрим задачу, обратную к задаче проникания, т. е. требуется найти форму проникающего тела по заданному потенциалу скоростей и области смачивания. Непосредственной проверкой можно убедиться в справедливости следующего утверждения.

Теорема 2. Пусть в полупространстве $x_3 \geqslant 0$ известна гармоническая функция F такая, что она и ее градиент обращаются в нуль на бесконечности, а в открытой односвязной области $G(1)$, лежащей в плоскости $x_3 = 0$ и содержащей начало координат, функция F удовлетворяет условиям

$$\partial F(x_1, x_2, 0)/\partial x_3 = 1,\ (x_1, x_2) \in G(1),\ F(x_1, x_2, 0) = 0,\ (x_1, x_2) \in R^2 \backslash G(1). \tag{3.1}$$

Пусть $\varphi(t)$ — произвольная положительная гладкая монотонно убывающая функция и $\varphi \to \infty$ при $t \to 0$, $\varphi(1) = 1$. Тогда потенциал

$$\Phi(\mathrm{x}, t) = V(t) F(\varphi(t)\mathrm{x})/\varphi(t) \tag{3.2}$$

дает решение задачи (1.1) — (1.4) о проникании со скоростью $V(t)$ в идеальную несжимаемую жидкость тела, функция формы f_1 которого находится из выражения

$$f_1(x_1^*, x_2^*) = \int\limits_0^{t(x_1^*, x_2^*)} \left\{V(\tau)\left[1 - \frac{\partial F(\varphi(\tau) x_1^*, \varphi(\tau) x_2^*, 0)}{\partial(\varphi(\tau) x_3)}\right]\right\} d\tau.$$

При этом область смачивания $G(t)$ будет получаться из $G(1)$ гомотетией с центром в начале координат: $(x_1, x_2) \in G(t) \Leftrightarrow (\varphi(t) x_1, \varphi(t) x_2) \in G(1)$. Здесь $t(x_1^*, x_2^*)$— время, за которое соответствующая точка границы области $G(1)$ перейдет в точку (x_1^*, x_2^*), лежащую на границе области $G(t)$, т. е. $x_i^*(1) = x_i^*(t)\varphi(t)$, $i = 1, 2$.

4. Решение обратной задачи для эллиптической области смачивания. Из задачи об обтекании эллиптической пластинки потенциальным потоком [15] известно, что функция

$$F(x_1, x_2, x_3) = -\frac{(1-e^2)}{2E(e)} \int\limits_\omega^\infty \frac{x_3 d\xi}{\xi^{3/2}(1+\xi)^{1/2}(1-e^2+\xi)^{1/2}} \tag{4.1}$$

гармоническая в полупространстве $x_3 \geqslant 0$ и обращается в нуль на бесконечности. Кроме того, функция F удовлетворяет условиям (3.1), где $G(1)$ — эллипс с полуосями $a(1) = 1$, $b(1) = \sqrt{1-e^2}$, e — эксцентриситет эллипса. Здесь $\omega(x_1, x_2, x_3)$ — функция, равная нулю при $(x_1, x_2) \in G(1)$, $x_3 = 0$ и равная положительному корню уравнения

$$x_1^2/(1+\omega) + x_2^2/(1-e^2+\omega) + x_3^2/\omega = 1 \tag{4.2}$$

в противном случае. Функция $E(e)$ определяется по формуле $E(e) = \int\limits_0^{\pi/2} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 \xi}\, d\xi$.

Если из (4.1) вычислить производную $\partial F/\partial x_3$ при $x_3 = 0$ и представить интеграл, входящий в полученное выражение, через эллиптический интеграл, то имеем

$$\partial F(x_1, x_2, 0)/\partial x_3 = -\frac{1}{E(e)}\left[\frac{\sqrt{\omega + 1 - e^2}}{\sqrt{\omega(\omega+1)}} - E(e, \gamma)\right], \tag{4.3}$$

$$(x_1, x_2) \in R^2 \setminus G(1), \quad E(e, \gamma) = \int\limits_0^{\gamma} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 \zeta}\, d\zeta, \quad \gamma - \arcsin \frac{1}{\sqrt{\omega + 1}}.$$

Из (4.3) и теоремы 2 получим, что потенциал скоростей

$$\Phi(x_1, x_2, x_3, t) = \frac{V(t)(1 - e^2)}{\varphi(t)\, 2E(e)} \int\limits_{\omega(\varphi(t)\mathbf{x})}^{\infty} \frac{\varphi(t)\, x_3 d\xi}{\xi^{3/2}(1 + \xi)^{1/2}(1 - e^2 + \xi)^{1/2}}$$

дает решение задачи проникания со скоростью $V(t)$ тела (при этом область смачивания — гомотетично расширяющийся по закону $\varphi(t)$ эллипс), функция формы которого задается равенством

$$f(r, \alpha) = \int\limits_0^{t(r)} V(\tau)\left\{1 + \frac{1}{E(e)}\left[\frac{\sqrt{\omega(\varphi r, \alpha, 0) + 1 - e^2}}{\sqrt{\omega(\varphi r, \alpha, 0)\,[\omega(\varphi r, \alpha, 0) + 1]}} - E(e, \gamma)\right]\right\} d\tau. \tag{4.4}$$

Здесь использованы полярные координаты $r, \alpha \left(r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2},\ x_1 = r\cos\alpha,\ x_2 = r\sin\alpha\right)$. Отметим, что из (4.2) при $x_3 = 0$ легко найти

$$\omega(\varphi r, \alpha, 0) = \frac{(\varphi r)^2 - (2 - e^2) + \sqrt{e^4 + (\varphi r)^4 - 2e^2 \cos 2\alpha\, (\varphi r)^2}}{2}, \tag{4.5}$$

$$\varphi r = \varphi(\tau)/\varphi(t).$$

В частности, если принять закон изменения области смачивания в виде $r(t) = \varphi^{-1}(t) = t^{(a+1)/d}$, $a \geqslant 0$, $d \geqslant 1$, а скорость $V(t) = v_0 t^a$, то из (4.4) находим, что форма тела описывается однородной функцией степени d

$$f(r, \alpha) = c(\alpha)\, r^d, \tag{4.6}$$

$\left(c(\alpha) = v_0 \int\limits_0^1 \xi^a \left\{1 + \frac{1}{E(e)}\left[\sqrt{\frac{\omega + 1 - e^2}{\omega(\omega + 1)}} - E(e, \gamma(\xi))\right]\right\} d\xi\right.$ — положительная функция угла α). Здесь функция ω вычисляется по формуле (4.5), а $\gamma(\xi)$ — по формуле (4.3), в которых надо положить $\varphi r = \xi^{-(a+1)/d}$.

Замечания. 1. При $a = 0$, $d = 2$ получаем точное решение автомодельной задачи в постановке Вагнера о проникании с постоянной скоростью в несжимаемую жидкость тела, форма которого описывается однородной функцией второй степени (4.6). 2. В задаче контакта выпуклого твердого тела с изотропным упругим полупространством в постановке Герца (см., например, [12, 13]), аналогичной рассматриваемой задаче проникания, принимается, что форму любого тела можно описать эллиптическим параболоидом. При этом показывается, что область контакта будет эллипсом. Если же в постановке Вагнера рассмотреть задачу о проникании эллиптического параболоида, то задача станет автомодельной (см. теорему 1), однако область взаимодействия будет отлична от эллиптической. 3. В случае круговой области взаимодействия решение задачи о погружении в несжимаемую жидкость произвольного тела вращения всегда можно получить явно [2, 9].

Автор благодарит А. Г. Хованского за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wagner H. Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten // ZAMM.— 1932.— Bd 12, H. 4.
2. Григолюк Э. И., Горшков А. Г. Взаимодействие упругих конструкций с жидкостью.— Л.: Судостроение, 1976.
3. Кубенко В. Д. Проникание упругих оболочек в сжимаемую жидкость.— Киев: Наук. думка, 1981.
4. Сагомонян А. Я. Проникание.— М.: Изд-во МГУ, 1974.
5. Овсянников Л. В. Групповые свойства дифференциальных уравнений.— М.: Наука, 1978.
6. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1981.
7. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами.— Киев: Наук. думка, 1969.
8. Коробкин А. А. Начальная асимптотика решения задачи о входе эллиптического параболоида в идеальную жидкость // Динамика сплошной среды.— Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1980.— Вып. 47.
9. Schmieden C. Der Aufschlag von Rotationskörpern auf eine Wasseroberfläche // ZAMM.— 1953.— Bd 33, H. 4.
10. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика.— М.: Гостехиздат, 1963.— Ч. 1.
11. Арнольд В. И. Обыкновенные дифференциальные уравнения.— М.: Наука, 1984.
12. Галанов Б. А. О приближенном решении некоторых задач упругого контакта двух тел // Изв. АН СССР. МТТ.— 1981.— № 5.
13. Бородич Ф. М. Подобие в задаче контакта упругих тел // ПММ.— 1983.— Т. 47, вып. 3.
14. Бородич Ф. М. О задаче контакта двух предварительно искаженных полупространств // ПМТФ.— 1984.— № 2.
15. Леонов М. Я. Некоторые задачи и приложения теории потенциала // ПММ.— 1940.— Т. 4, вып. 5-6.

Поступила 18/V 1987 г.

УДК 536.424

О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ФАЗ ПРИ ФАЗОВОМ ПРЕВРАЩЕНИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Ю. Я. Богуславский

(Троицк)

Задача о неустойчивости границы раздела сферического зародыша при отвердевании газов и в условиях диффузионного роста рассматривалась в [1, 2]. Вопрос об устойчивости плоской границы раздела двух фаз в процессе фазового превращения впервые поставлен в [3], где исследовалось затвердевание одного из компонентов бинарного сплава. Однако, как было отмечено в [2], работа [3] страдает существенным недостатком, так как не учитывает уменьшение скорости движения фронта со временем. В [2] была решена задача о развитии искажений во времени плоской границы раздела двух фаз в линейном приближении с учетом того факта, что диффузия не успевает подводить нужное количество растворенного вещества так, чтобы обеспечить движение плоского фронта с постоянной скоростью.

В данной работе изучается развитие неустойчивости сферической и плоской границ раздела фаз во времени в линейном приближении в процессе фазового превращения под давлением. В математическом отношении рассматриваемая задача отличается от [1—3] тем, что в ней учитывается изменение пересыщения по давлению δp в зависимости от времени, что весьма существенно сказывается на развитии неустойчивостей. Изменение δp со временем может быть либо заданным, либо вызванным скачком объема при фазовом переходе (синтез в камере высокого давления с постоянным объемом, в регулируемой камере высокого давления, в ударных волнах). Рассматривается также развитие неустойчивости сферической границы раздела с учетом в уравнении теплопроводности конечной скорости движения фронта фазового перехода и зависимости коэффициента теплопроводности от температуры. Обсуждается возможный механизм образования поликристаллов различной дисперсности. Полученные результаты могут быть использованы и для диффузионного синтеза новой фазы, когда концентрация растворенного вещества является функцией времени. Такая ситуация возникает, например, в процессе диффузионного синтеза алмаза под давлением, когда падение давления в камере, вызванное фазовым переходом, приводит к уменьшению концентрации растворенного графита в катализаторе.

1. Постановка задачи. Известно, что движение границы новой фазы при фазовых переходах 1-го рода сопровождается выделением или поглощением тепла. В случае бездиффузионных фазовых превращений незави-