УДК 532.542

О.Н. РЕПАЛОВА, ННЦ ХФТИ
А.В. БАСТЕЕВ, докт. физ-мат. наук, НАУ (ХАИ)
А.В. ДАШКОВ, канд. техн. наук, НПФ «Технология», г. Харьков
О.В. КРАВЧЕНКО, канд. техн. наук, ИПМаш, НАНУ

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ФАЗ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ДВИЖУЩЕЙСЯ НЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

Поставлено та вирішено задачу стійкості межі розподілу фаз у рідині, що рухається при стаціонарних теплових режимах. Отримано умову нестійкості, які вміщують характерні гідродинамічні та теплові параметри струму, коли рідина є ньютонівською. Побудовано нейтральну криву та визначено ділянки характерних безрозмірних параметрів, при котрих можна очікувати на стійкий стан системи.

The task of boundary stability in the moving liquid under stationary thermal conditions have been put and solved. The instability condition which contain hydrodynamic and thermal operation factors has been obtained. A neutral curve has been build and some regions have been determined of certain characteristic dimensionless parameters with which one may anticipate a stable state of a system.

В данной статье рассматривается устойчивость границы раздела двух сред – кристаллизованной фазы и движущейся вязкой жидкости. Схема течения представлена на рис. 1. При движении нагретая вязкая жидкость 2 охлаждается у стенки и образует неподвижный слой кристаллизованной твердой фазы 1. На границе раздела происходит кристаллизация разогретой жидкости с выделением скрытой теплоты плавления r. Данные физические условия движения характерны, например, для движения расплавленного полимера с одновременным охлаждением в формующих каналах технологической оснастки при литье под давлением. Наша цель состоит в изучении устойчивости границы раздела двух фаз относительно некоторого равновесного положения границы h_0. Теоретическая возможность существования подобного равновесного положения границы очевидно из уравнений теплопроводности описывающих задачу, однако на практике такие режимы течения могут не реализовываться из-за возмущений и последующей потере устойчивости. Расчеты будем проводить для ньютоновской жидкости, считая вязкость и тепловые коэффициенты константами.

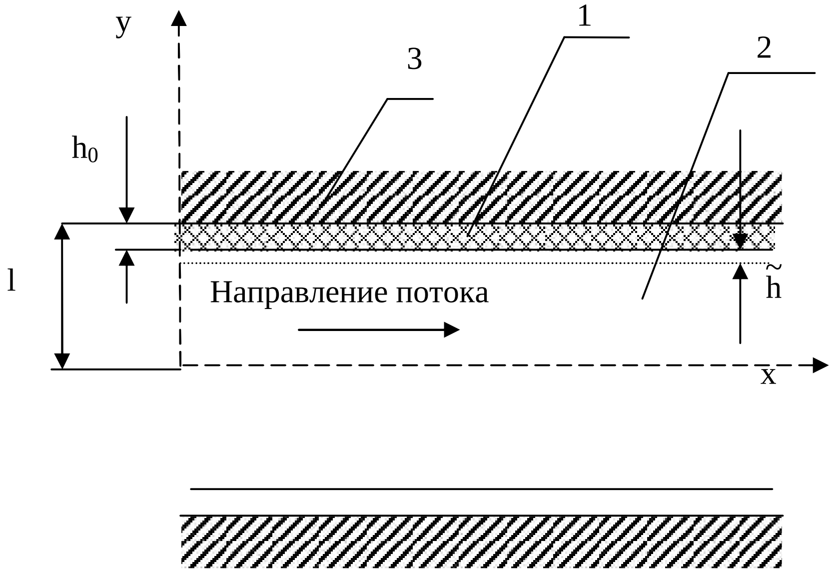

Рис.1. Схема течения

1 – кристаллизованная фаза; 2 – подвижное ядро потока; 3 – холодная стенка

Физическая постановка граничных условий для тепловой части задачи хорошо известна [1, 2]. В данной работе, однако, мы не будем заниматься решением самой нелинейной задачи теплопроводности, а будем рассматривать задачу устойчивости границы раздела. Температуру стенки считаем постоянной $T_{ст} = const$,температуру на границе раздела – близкой к температуре кристаллизации жидкости $\sim T_{кр}$.

На границе раздела двух сред выполняется условие баланса потоков тепла [2, 3]:

$$\sim_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}\bigg|_{y=h} - \sim_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}\bigg|_{y=h} = \circ \cdot r \frac{dh}{dt} \qquad (1)$$

где $\frac{dh}{dt}$ – скорость перемещения границы раздела фаз, α_1, α_2 – коэффициенты теплопередачи 1–й и 2–й среды соответственно, T_1,T_2 – температуры в первой и второй зонах; $\circ$ – плотность; r – скрытая теплота плавления.

В данном случае мы рассматриваем устойчивость некоторого равновесного положения границы раздела h_0, и поэтому будем рассматривать уравнения распространения тепла для сред 1 и 2 в стационарном виде. Для неподвижной среды 1, пренебрегая продольным теплопереносом вдоль оси x, имеем:

$$¡_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} = 0. \qquad (2)$$

Для подвижной среды 2 стационарное уравнение теплопроводности в общем виде записывается следующим образом [4]:

$$\vec{v}\nabla T_2 = ¡_2 \Delta T_2 + \frac{³_2}{2c_p}\left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x}\right)^2, \qquad (3)$$

Второе слагаемое в правой части формулы (3) представляет собой выделение теплоты в подвижном ядре потока в результате процессов диссипации (внутреннего трения). Принимая, что течение вязкой жидкости является пуазейлевым [4], мы можем провести следующие упрощения. Считаем поперечную составляющую скорости течения и продольный градиент температуры пренебрежимо малыми. В результате получаем уравнение теплопроводности для среды 2 :

$$¡_2 \Delta T_2 = -\frac{³_2}{2c_p}\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2. \qquad (4)$$

С учетом принятой геометрии получаем:

$$v = \frac{1}{2¬_2°}\frac{dP}{dx}\left(y^2 - \left(l + h^2\right)\right). \qquad (5)$$

Ведя обозначение:

$$¢ = -\frac{1}{2c_p ³_2 °^2}\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)^2, \qquad (6)$$

получаем следующее выражение для производной от T_2:

$$¡_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} = ¢\,\frac{y^3}{3} + const. \qquad (7)$$

Используя очевидное условие равенства нулю производной температуры ∂² в центре потока, получаем *cons t = 0* в (7). Решение уравнения (2) для среды 1 с использованием условий на границах дает:

$$\frac{\partial \mathrm{T}_1}{\partial y} = -\frac{\mathrm{T}_{\text{кр}} - T_{cm}}{\mathrm{h}}. \qquad (8)$$

Подставляя (7) и (8) в (1), получаем:

$$-\text{~}_1 \frac{\mathrm{T}_{\text{кр}} - T_{cm}}{h} - \frac{\text{~}_2 ¢}{¡_2} \frac{(l-h)^3}{3} = ° \cdot r \frac{dh}{dt}. \qquad (9)$$

Формула (9) есть уравнение относительно параметра *h*, высоты кристаллизованного слоя.

Для исследования полученного уравнения на устойчивость считаем, что величина *h* получила некоторое малое возмущение относительно равновесного состояния h_0: $h = h_o + \tilde{h}$; Причем считаем малое возмущение $\tilde{h}$ зависящим от времени. После подстановки в (9) получаем:

$$-\text{~}_1 \frac{\mathrm{T}_{\text{кр}} - T_{cm}}{h_o + \tilde{h}} + \frac{\text{~}_2 ¢}{¡_2} \frac{\left(l - \left(h_o + \tilde{h}\right)\right)^3}{3} = ° \cdot r \frac{d\left(h_o + \tilde{h}\right)}{dt}. \qquad (10)$$

Уравнение (10) можно вычислить напрямую, но проще, учитывая малость возмущения $\tilde{h}$, разложить левую часть в ряд относительно малого параметра. После сокращения слагаемых при h_o (последние соответствуют равновесному случаю $\frac{dh_o}{dt} = 0$) имеем:

$$\text{~}_1 \frac{\mathrm{T}_{\text{кр}} - T_{cm}}{h_o^2} \tilde{\mathrm{h}} + \frac{\text{~}_2 ¢}{¡_2} (l - h_o)^2 \tilde{\mathrm{h}} = ° \cdot r \frac{d\tilde{h}}{dt}. \qquad (11)$$

Считая, что зависимость от времени для $\tilde{h}$ имеет вид $e^{\mu \cdot t} h'$:

$$\text{~}_1 \frac{\mathrm{T}_{\text{кр}} - T_{cm}}{h_o^2} + \frac{\text{~}_2 ¢ \, (l - h_o)^2}{¡_2} = ° \cdot r \cdot \mu. \qquad (12)$$

Подставляя выражение (6) для ¢ :

$$\text{~}_1 \frac{\mathrm{T}_{\text{кр}} - T_{cm}}{h_o^2} - \frac{\text{~}_2}{¡_2} \frac{1}{2 c_p {}^3{}_2 °^2} \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)^2 (l - h_o)^2 = ° \cdot r \cdot \mu. \qquad (13)$$

Для неустойчивости границы раздела фаз необходимо, чтобы декремент затухания удовлетворял условию $\mu > 0$. Принимая во внимание что $T_{кр} - T_{ст} > 0$ (согласно постановке задачи):

$$\sim_1 \frac{\text{Т}_{\text{кр}} - T_{ст}}{h_o^2} > \frac{\sim_2}{2\,¡_2 c_p ³_2 °^2}\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)^2 \left(l - h_o\right)^2 \qquad (14)$$

Условие (14) можно преобразовать к более удобному для практических расчетов виду. Если принять, что коэффициенты теплопередачи $\sim_1$ и $\sim_2$ для кристаллизованной и жидкой фазы не сильно различаются между собой, то получим:

$$\frac{\Delta T}{\Delta P} \cdot c_p \cdot ° \, \frac{1}{\hat{h}_0^2} > Pe \qquad (15)$$

В последнем соотношении: $Pe = \frac{\bar{v} \cdot \text{l}}{¡}$ – число Пекле, где $\bar{v}$ – скорость потока в середине канала, а ¡ – коэффициент температуропроводности жидкости. $\hat{h}_0 = \frac{h_0}{l}$ – безразмерная высота кристаллизованного слоя $\Delta T = T_{кр} - \text{Т}_{\text{ст}}$ – перепад температур по высоте кристаллизованной фазы. $\Delta \text{P}\big|_{h_0} = \frac{\partial \text{P}}{\partial \text{x}} \cdot h_o$ – перепад давления на характерной длине, за которую взята высота h_o.

Неравенство (15) позволяет построить диаграмму устойчивости (или как говорят нейтральную кривую) в координатах скорость (через число Пекле) – величина кристаллизованного слоя. Как видим, эта зависимость является квадратичной.

Кривые, соответствующие различным величинам параметра $\text{Tp} = \frac{\Delta T}{\Delta P} \cdot c_p \cdot °$ представлены на рис. 2.

Из вида этих кривых можно сделать следующие важные выводы. С ростом величины T_p область устойчивости (верхняя часть над кривыми) сужается. Интересно, что в области малых величин $\hat{h}_0$ (т.е. малых высот кристаллизованной фазы) устойчивости, по-видимому, быть не может, или она может существовать только в крайней области высоких чисел Pe. Физически это означает, что для устойчивого положения границы очень тонкого слоя необходимы высокие сдвиговые скорости течения.

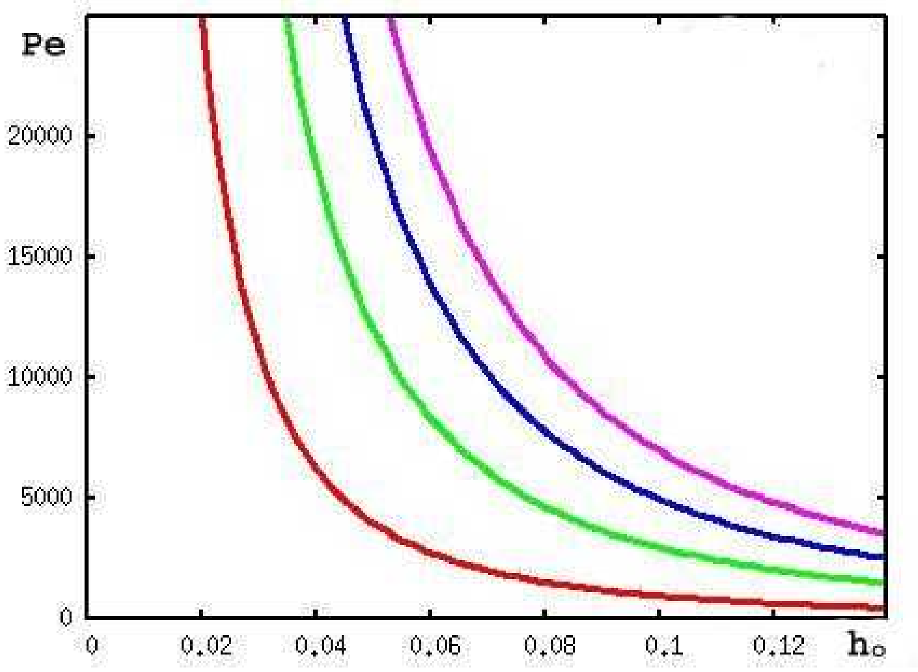

Рис. 2. Диаграмма устойчивости в координатах $Pe - \hat{h}_0$.

С ростом величины $\hat{h}_0$ область устойчивости существенно расширяется и соответственно увеличивается диапазон чисел Пекле, для которых может иметь место устойчивость. Это означает, что устойчивое положение границы может быть получено и при сравнительно низких сдвиговых скоростях. Эти обстоятельства позволяют сделать следующий важный вывод. Подобное поведение нейтральной кривой фактически означает, что на начальных этапах течения, когда происходит рост величины пристеночной кристаллизованной фазы, баланс действующих в системе тепловых и гидродинамических сил стремится к замедлению скорости роста и стабилизации границы раздела. Таким образом, полученное условие (15) позволяет определить диапазон параметров течения, при которых процесс смыкания границ неподвижной фазы может вообще не происходить. Такие режимы течения очень важны при решении таких технологических задач как поливка тонкостенных полимерных изделий. Отметим, что параметр T_p по своему смыслу является «технологическим», т.е. представляет собой комплекс величин, характеризующий внешние условия течения, которые обычно задаются настройкой литьевой машины.

Список литературы: **1.** *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. М., Высшая школа, 1967. 599 с. **2**. *Басов И.Н., Фелипчук И.И.* Неизотермическое течение расплава полимера, сопровождающееся фазовым переходом первого рода // Инж.-физ. журн., 1971. № 4 с.615-621. **3**. *Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М.* Теория тепло- и массообмена. М., 1961. 680с. **4**.*Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Гидродинамика. М., Наука, 1988. 731с.

Поступила в редколлегию 05.04.07

УДК 666.3/7

О.Ю. ФЕДОРЕНКО, канд. техн. наук НТУ «ХПІ», Харків

ПРОГНОЗНА ОЦІНКА ФЛЮСУЮЧОЇ ЗДАТНОСТІ СИРОВИНИ ДЛЯ ВИКОРИСТАННЯ В ТЕХНОЛОГІЇ КЛІНКЕРНИХ ВИРОБІВ

В статті викладається та пропонується для ґрунтовного вибору флюсуючої сировини при виготовленні щільно спечених виробів будівельної кераміки методика, що базується на фізико-хімічних розрахунках в системах породоутворюючих оксидів. Надано результати розробки керамічних мас для отримання грубокерамічних клінкерних виробів різного призначення.

In the article the method for the grounded choice of raw materials at making of the densely baked wares is offered and expounded. The method is based on physical and chemical computations in the systems of breed formative oxides. The results of ceramic the masses development, with the use of the offered method, for the receipt of different functional ceramic clinker wares are presented.

Зростання будівництва в нашій країні, наближення його рівня до європейських стандартів вимагає розвитку технології клінкерних керамічних матеріалів, які за сучасною класифікацією належать до кам'яно-керамічних виробів та відрізняються високою щільністю, твердістю, кислототривкістю і механічною міцністю. В залежності від їх призначення виділяють архітектурно-фасадні вироби – клінкерна плитка, лицьова клінкерна цегла, для яких характерна висока морозостійкість, дорожні вироби - клінкер для укладки шляхів із максимальними показниками міцності та стійкості до спрацьовування та технічні вироби – кислототривкі, водостійкі, термокислототривкі та інші, здатні витримувати дію агресивних середовищ та інших руйнуючих факторів.

В наш час виробництво клінкерної цегли вітчизняними підприємствами є дуже обмеженим: лише на двох заводах впроваджено технологію клінкерної цегли. ТзОВ «Західбудіндустрія» (Львівська область) виготовляє лицьовий клінкер 4-х кольорів марки 400 і більше з водопоглинанням менше 6 %, промислова гру-