

УДК 621.74

Д.А.Луковников (асп. каф. ФХЛСиП), В.М.Голод, к.т.н., проф.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЁТ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЫ

При изучении тепловых процессов, протекающих при заполнении литейной формы, коэффициенты теплопроводности λ и объёмной теплоёмкости C изменяются сложным образом в зависимости от гидродинамической обстановки в расплаве, поэтому описание переноса тепла в этой среде требует определения эффективных значений коэффициентов теплопроводности и объёмной теплоёмкости.

Существуют многочисленные расчёты [1] этих коэффициентов в твёрдых композиционных системах различной структуры, в большинстве случаев обнаруживающих значительное расхождение с опытными данными даже при использовании наиболее совершенных формул, что объясняется грубыми допущениями, не отражающими реальной структуры системы.

Поэтому для нахождения коэффициентов теплопроводности $\lambda(\beta)$ и объёмной теплоёмкости $C(\beta)$ конвектирующей газо-жидкостной среды сформулирована и численно решена задача переноса тепла в среде со случайной миграцией в металле газовых ячеек с заданной объёмной долей $(1-\beta)$, моделирующей неупорядоченное перемещение в объёме полости литейной формы смеси жидких частиц и газовых включений.

Дифференциальное уравнение, описывающее процесс распространения тепла в движущейся газожидкостной смеси без учёта внутренних источников тепла и отражающее зависимость процесса теплообмена от теплопроводности и конвекции, записывается в виде уравнения Фурье

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T + (\vec{V} \nabla) T, \text{ где } a = \frac{\lambda}{C},$$

дополняемое уравнениями: $C = C(C_G, C_J, \beta)$ и $\lambda = \lambda(\lambda_G, \lambda_J, \beta)$ вместо обычно используемых линейных соотношений: $C = C_G(1-\beta) + C_J\beta$ и $\lambda = \lambda_G(1-\beta) + \lambda_J\beta$, где $\lambda_G, \lambda_J, C_G, C_J$ - значения теплопроводности и объёмной теплоёмкости чистого газа и расплава соответственно, β - доля жидкой фазы, n - пространственная координата.

Условия теплоотдачи на границе с внешней средой (формой) с температурой T_c задавали уравнением Ньютона-Рихмана, описывающем теплообмен на поверхности формы при известном коэффициенте полной теплоотдачи α .

В объёме газожидкостной среды задавали стохастически однородное распределение ячеек с характеристиками расплава, общую объёмную долю β которых поддерживали неизменной в течение всего времени теплообмена. Путём случайной генерации места расположения каждой жидкостной ячейки моделировали её перемещение в пределах литейной формы со средней скоростью $V = \Delta n / \Delta \tau$, где Δn - среднее расстояние между жидкостными ячейками, $\Delta \tau$ - шаг по времени. Такую миграцию газожидкостных ячеек с учётом сохранения их количества и пропорций производили через определённое количество шагов по времени, которое задавали в соответствии со средней скоростью движения расплава в форме. Таким способом удовлетворяли условия, при которых реальная газометаллическая среда циркулирует в форме.

После расчёта на каждом шаге по времени путём горизонтальной и вертикальной прогонки температурного поля в объёме расплава и в форме производили расчёт количества тепла, отданного расплавом форме:

$$Q_M = C_M \sum_{i,j} (g_{3AL} - g_M^{CP}), \quad Q_\Phi = C_\Phi \sum_{i,j} (g_\Phi^{CP} - g_H),$$

где $g_{3AL} = T_{3AL} - T_C$, g_M^{CP} и g_Φ^{CP} - средняя температура в объеме расплава и в форме.

Из условия выполнения теплового баланса на границе раздела рассчитывали эффективную теплоёмкость газометаллической смеси

$$C_M^{\text{эф}} = \frac{Q_\Phi}{\sum_{i,j} (Q_{3AL} - Q_M^{CP})}.$$

Из условия равенства потоков тепла на границе раздела в расплаве и форме

$$-\lambda_M^{\text{эф}} (\text{grad } T_M)_{X_M=0} = -\lambda_\Phi (\text{grad } T_\Phi)_{X_\Phi=0},$$

где градиенты $\text{grad } T_M$ и $\text{grad } T_\Phi$ вычисляли по четырёхточечной схеме [2], находили эффективную теплопроводность газометаллической смеси

$$\lambda_M^{\text{эф}} = \lambda_\Phi \frac{-11T_\Pi + 18T_{\Pi-1} - 9T_{\Pi-2} + 2T_{\Pi-3}}{-11T_\Pi + 18T_{\Pi+1} - 9T_{\Pi+2} + 2T_{\Pi+3}}$$

где T_Π - температура в точке разностной сетки, по которой проходит граница раздела расплава и формы.

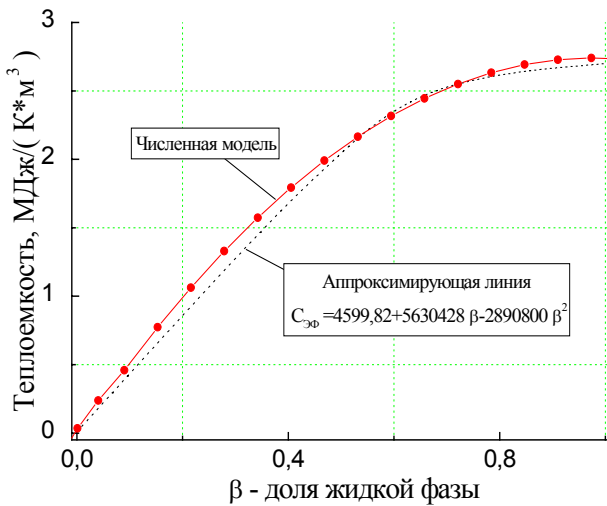


Рис. 2. Зависимость эффективной теплоёмкости от количества жидкой фазы

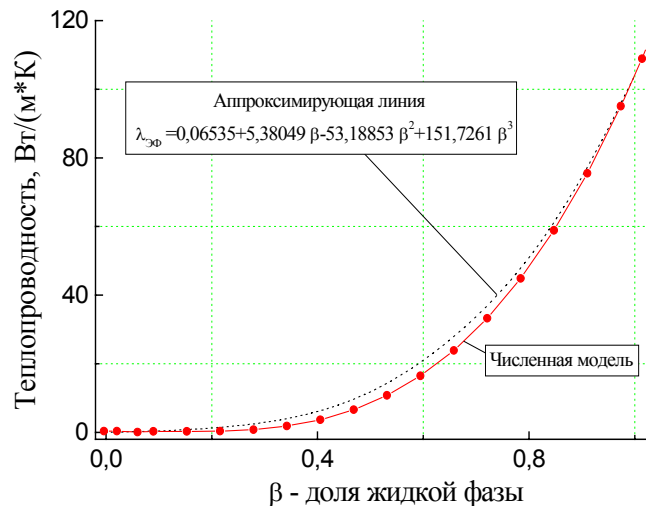


Рис. 1. Зависимость эффективной теплопроводности от количества жидкой фазы

Результатом работы программы является вывод эффективных значений коэффициентов теплопроводности λ и объёмной теплоёмкости C на каждом шаге по времени. Изменяя на входе объёмную долю жидкой фазы β от 0 до 1, строили зависимости $\lambda_{\text{эф}} = f(\beta)$ и $C_{\text{эф}} = f(\beta)$, граничными точками в которых являются значения теплопроводности и объёмной теплоёмкости чистого расплава и газа.

Полученные зависимости $\lambda_{\text{эф}} = f(\beta)$ и $C_{\text{эф}} = f(\beta)$ с помощью программного пакета *Microcal Origin41™* представлены с достаточной точностью эмпирическими формулами (рис.1 и рис. 2) и использованы в качестве входных данных при численном решении дифференциального уравнения Фурье, сопряжённого с уравнениями Навье-Стокса [3]. Это позволяет осуществить разработку рациональных режимов заливки, направленной на повышение качества отливок путём анализа сопряжённых теплофизических и гидродинамических процессов в расплаве, выполняемого с помощью ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Чудновский А.Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. М., 1962.
2. Троицкий В.А. Инженерные расчёты на ЭВМ.- Л., 1979.

3. Луковников Д.А. и др. Решение сопряжённой задачи численного моделирования теплофизических и гидродинамических процессов // XXVIII неделя науки СПбГТУ. Материалы межвуз. науч. конф. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 1999.