

## УЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОТ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ 1 РОДА ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Н.А. Саввинова  
Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск  
E-mail: [nasavv@mail.ru](mailto:nasavv@mail.ru)

Проблема исследования радиационно-кондуктивного теплообмена при плавлении и затвердевании полупрозрачного материала имеет важное значение для многих прикладных задач. По данной проблеме до сих пор имеется ограниченное количество работ [1]. Большинство исследований процесса фазового превращения относятся к непрозрачным средам. А в работах, относящихся к полупрозрачным материалам, в полной мере не учитываются параметры задачи радиационного теплообмена в многослойной системе, имеющиеся расчетные исследования проведены в сером приближении. В работах [2-5] проведены численные исследования формирования температурного и радиационного полей при плавлении и затвердевании полупрозрачного материала в сером приближении в зависимости от различных параметров задачи (оптических толщин фаз, коэффициентов отражения от непрозрачных поверхностей, альбедо изотропного рассеяния), результаты которых показывают, что наличие радиационного механизма переноса тепла является причиной возникновения немоного температурного распределения в процессах фазового перехода. При корректной постановке задачи радиационного теплообмена необходимо принимать во внимание зависимость оптических свойств среды от частоты (длины волны) излучения.

В предлагаемой работе численно исследуется формирование температурного поля, тепловых потоков в процессе плавления и затвердевания плоского слоя полупрозрачной среды толщиной  $L$ , находящегося между непрозрачными диффузно излучающими и отражающими поверхностями (рис.1), учитывая селективность коэффициента поглощения твердой и жидкой фаз. При выполнении условия локального термодинамического равновесия, отсутствии конвекции, уравнения энергии в классической постановке при постоянных теплофизических свойствах в безразмерных параметрах записываются следующим образом:

$$c_1 \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = \Lambda_1 N \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} - \frac{1}{4} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \xi}, \quad 0 < \xi < s(\eta), \quad (1)$$

$$c_1 \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = \Lambda_2 N \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} - \frac{1}{4} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \xi}, \quad s(\eta) < \xi < 1. \quad (2)$$

Классическое условие Стефана на границе раздела фаз:

$$\pm Y \frac{ds}{d\eta} = \Lambda_1 N \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{s^-} - \Lambda_2 N \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{s^+} - \frac{1}{4} (\Phi_1|_{s^-} - \Phi_2|_{s^+}) \quad (3)$$

Температура на границе раздела фаз постоянна и равна температуре фазового перехода  $\theta(s(\eta)) = \theta^*$ .

Начальные условия:  $\theta(\xi, 0) = f(\xi)$ ,  $s(0) = 0$ .

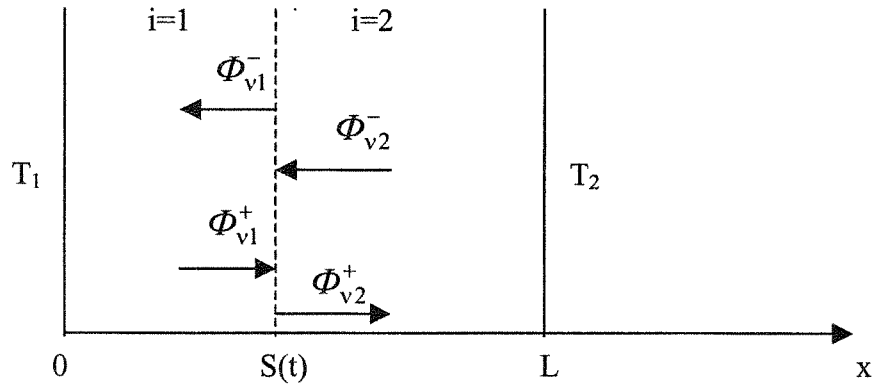


Рис.1. Двухслойная система с подвижной границей раздела фаз.

Здесь:  $\theta = T/T_r$ ,  $c_i = C_i \rho_i / C_r \rho_r$ ,  $\Lambda_i = \lambda_i / \lambda_r$ ,  $\xi = x/L$ ,  $s = S/L$ ,  $\Phi_i = E_i / \sigma T_r^4$ ,  $\theta^* = T_\Phi / T_r$ ,  $Y = \gamma \rho_\Phi / \rho_r C_r T_r$ ,  $\eta = 4\sigma T_r^3 t / \rho_r C_r L$ ,  $N = \lambda_r / 4\sigma T_r^3 L$  - радиационно-кондуктивный параметр,  $r$  - индекс определяющего параметра,  $i = 1, 2$  - относится к левой и правой фазам относительно  $s(\eta)$ .

Решение задачи заключается в определении температуры  $\theta(\xi, \eta)$ , результирующих радиационных потоков (РРП)  $\Phi(\xi, \eta)$ , положения фронта  $s(\eta)$  в области  $G: \{0 \leq \xi \leq 1, 0 \leq \eta \leq \eta_1\}$ .

Плотность полного теплового потока (ПТП) определяется как:

$$q(\xi, \eta) = -\Lambda_i \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \frac{1}{4N} \Phi(\xi, \eta) \quad (4)$$

Уравнения энергии (1)-(3) решаются конечно-разностным методом. Неявная разностная схема строится с помощью интегро-интерполяционного метода. Полученная нелинейная система разностных уравнений решается методом прогонки в сочетании с методом итераций. При этом радиационные потоки в уравнении энергии играют роль внутренних источников, и они определяются из решения уравнения переноса излучения с известным распределением температуры.

В данной работе для определения радиационных потоков в двухслойной полупрозрачной системе использован, также как и в [5], алгоритм, разработанный на основе СП-метода.

Дифференциальный аналог уравнения переноса излучения для полусферических потоков в каждом слое системы запишется:

$$\frac{d}{d\tau_{ji}} (\Phi_{ji}^+ - \Phi_{ji}^-) + (1 - \omega_{ji}) (m_{ji}^+ \Phi_{ji}^+ - m_{ji}^- \Phi_{ji}^-) = (1 - \omega_{ji}) n_{ji}^2 \Phi_{0ji}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{d\tau_{ji}} \left( m_{ji}^+ \delta_{ji}^+ \Phi_{ji}^+ - m_{ji}^- \delta_{ji}^- \Phi_{ji}^- \right) + \left( 1 - \omega_{ji} \bar{\xi}_{ji} \right) \left( \Phi_{ji}^+ - \Phi_{ji}^- \right) = 0, \quad (6)$$

$i=1,2; \quad j=1,2,\dots,J.$

Граничные условия на непрозрачных диффузно излучающих и отражающих поверхностях имеют следующий вид:

$$\tau_{j1} = 0: \quad \Phi_{j1}^+ = \varepsilon_{j1} n_{j1}^2 \Phi_{0j1} / 4 + r_{j1} \Phi_{j1}^- \quad (7)$$

$$\tau_{j2} = \tau_{0j2}: \quad \Phi_{j2}^- = \varepsilon_{j2} n_{j2}^2 \Phi_{0j2} / 4 + r_{j2} \Phi_{j2}^+ \quad (8)$$

На границе раздела сред  $s(\eta)$  уравнения, связывающие полусферические потоки излучения, могут быть получены из балансных соотношений, учитывающих отражение от границы и полное внутреннее отражение из-за разных значений показателей преломления. В данной работе мы полагаем, что  $n_1=n_2$ . Тогда на внутренней границе выполняется условие:

$$\tau_{j1} = \tau_{0j1}: \quad \Phi_{j1}^- = \Phi_{j2}^-, \Phi_{j2}^+ = \Phi_{j1}^+ \quad (9)$$

Учет селективности излучения в общем случае представляет собой достаточно сложную задачу. Для ее упрощения используются различные модели. Одной из простых и удобных в расчетах является модель прямоугольных полос. Согласно этой модели коэффициенты поглощения, а также другие оптические свойства предполагаются постоянными в пределах каждой полосы  $\Delta\nu$ . Необходимая точность модели достигается за счет увеличения числа полос и выбора соответствующих интегральных значений оптических коэффициентов внутри спектрального интервала. При использовании модели спектральных полос краевая задача (5)-(9) решается для каждой из  $J$  выделенных полос  $\Delta\nu_j$ . При этом плотность потока равновесного излучения в полосе вычисляется по формуле  $\Phi_{0ji} = \frac{T_i^4}{T_r^4} \varphi_b(\Delta\nu_j)$ , где  $\varphi_b(\Delta\nu_j)$  – функция Дебая. Полусферические потоки определяются выражениями:

$$\Phi_{ji}^\pm(\tau_{ji}) = \pm \frac{\int_{\Delta\nu_j}^{1(0)} \int_0^{0(-1)} 2\pi \int I_\nu(\tau_{\nu i}, \mu) \mu d\mu d\nu}{4\sigma T_r^4} \quad (10)$$

$\tau_{\nu i} = k_{\nu i} x$  – спектральная оптическая толщина,  $k_{\nu i} = \alpha_{\nu i} + \beta_{\nu i}$  – спектральный коэффициент ослабления,  $\alpha_{\nu i}, \beta_{\nu i}$  – спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния,

$\omega$  – альbedo однократного рассеяния,  $\bar{\xi}_{\nu i} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 p_{\nu i}(\mu) \mu d\mu$  – средний спектральный

косинус угла рассеяния,  $p_{\nu i}$  – индикатриса рассеяния, которая представляет собой разложение по полиномам Лежандра,  $\varepsilon, \gamma$  – степени черноты и коэффициенты отражения от непрозрачных поверхностей.

Плотность интегрального РРП излучения находится из соотношения

$$\Phi_i = \sum_{j=1}^J (\Phi_{ji}^+ - \Phi_{ji}^-). \quad (11)$$

Безразмерные параметры задачи для процесса плавления брались равными:  $c_1=0,75$ ,  $c_2=1$ ,  $\Lambda_1=2$ ,  $\Lambda_2=1$ ,  $Y=0,1$ ,  $\theta^*=0,5$ . Граничные условия для уравнений энергии 1 рода:  $\theta_1=0,7$ ,  $\theta_2=0,3$ . Для процесса затвердевания:  $c_1=c_2=1$ ,  $\Lambda_1=\Lambda_2=1$ ,  $Y=0,1$ ,  $\theta_1=0,3$ ,  $\partial\theta/\partial\xi=0$  при  $\xi=1$ . Параметры задачи выбраны такими же как в работах [2-5] для удобства сравнения полученных результатов. Расчеты проведены при  $n_1=n_2=1,5$ . К сожалению, данных по коэффициентам поглощения полупрозрачных материалов и их расплавов до настоящего времени очень мало. Известно, что величина коэффициента поглощения расплава может быть значительно больше, чем у твердой фазы. В связи с этим здесь мы использовали пятиполосную модель коэффициента поглощения с целью выявления роли селективности излучения в температурных распределениях и скорости движения фронта фазового перехода. Ниже приведены значения коэффициентов поглощения для жидкой и твердой фаз в зависимости от частоты излучения для гипотетического материала:

$\nu, 10^{14}$ Гц	$\alpha_{жА}, M^{-1}$	$\alpha_{тА}, M^{-1}$	$\alpha_{жВ}, M^{-1}$	$\alpha_{тВ}, M^{-1}$
0 - 0,6	0,4	0,2	0,4	500
0,6 - 1,2	0,2	0,1	0,2	160
1,2 - 2,3	10	5	10	5
2,3 - 3,84	320	160	320	0,1
3,84 - 6	1000	500	1000	0,2

В спектре А коэффициенты поглощения жидкой и твердой фаз отличаются в два раза, имеют одинаковый характер поглощения - в ИФ области прозрачны, ближе к видимой непрозрачны. Для спектра В твердая фаза почти непрозрачна в ИФ области, а ближе к видимой прозрачна. Результаты численного расчета температурного распределения и радиационного потоков приведены на рис.2 и 3, а движения фронта фазового перехода на рис.4 и 5.

На рис.2 сплошными линиями показано характерное нарушение монотонности температурного распределения при расчетах в сером приближении ( $\alpha_{ж}=10M^{-1}$ ,  $\alpha_{т}=20M^{-1}$ ). Для спектра А, когда обе фазы имеют одинаковый характер поглощения в различных областях спектра, но коэффициент поглощения расплава больше, не наблюдается нарушения монотонности. А для спектра В немонотонное распределение температуры сохраняется до выхода на стационар. При этом радиационные потоки приобретают немонотонный характер распределения в области фронта фазового перехода (рис.2в-пунктирные линии). В процессе затвердевания нарушение монотонности наблюдается во всех случаях. Для спектра В в распределении радиационных потоков наблюдается более резкое изменение градиента в области фронта фазового перехода (рис.3в - пунктирные линии). Рис.4 и 5 показывают, что расчеты без учета селективности излучения могут привести к существенным ошибкам для оценки скорости процесса фазового превращения. Все это указывает на необходимость учета зависимости оптических свойств от частоты излучения и на использование корректной математической модели фазового перехода, когда имеется немонотонное распределение температуры.

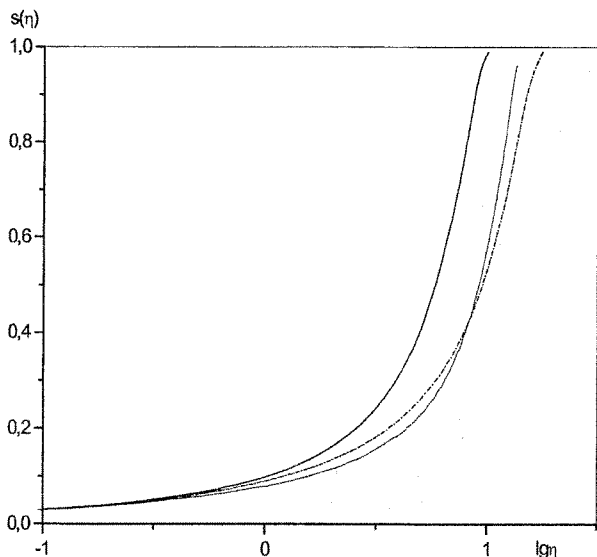


Рис.2. Распределение температуры (а) и радиационного потока (в) при плавении в различные моменты времени  $\eta$ .  
Сплошные линии – серое приближение (1 -  $\eta=0,11$ , 2 -  $0,95$ , 3 -  $2,5$ , 4 -  $7,2$ ), штрих-пунктирные – спектр А (2 -  $1,6$ , 3 -  $4,15$ , 4 -  $32,7$ ), пунктирные – спектр В (2 -  $2$ , 3 -  $5,1$ , 4 -  $186,3$ ).

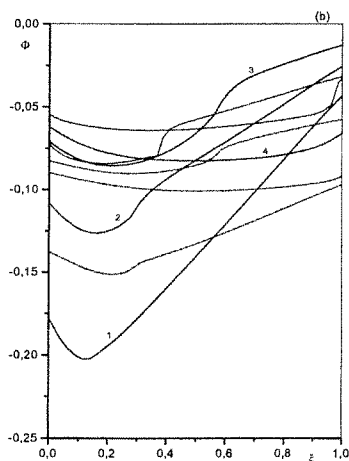
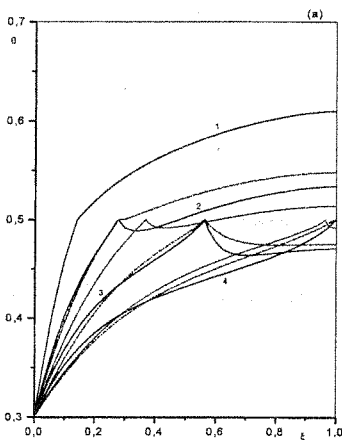


Рис.3. Распределение температуры (а) и радиационные потоки (в) в различные моменты времени  $\eta$  при затвердевании. Сплошные линии - серое приближение (1 -  $\eta=1,68$ , 2 -  $3,6$ , 3 -  $6,35$ , 4 -  $9,6$ ), штрих-пунктирные - спектр А (2-  $5,4$ , 3 -  $10,5$ , 4 -  $17,8$ ), пунктирные - спектр В (2 -  $7,53$ , 4 -  $13,6$ )

Рис.4. Движение фронта фазового перехода в процессе плавения. Сплошные линии - серое приближение, штрих-пунктирные - спектр А, пунктирные - спектр В.

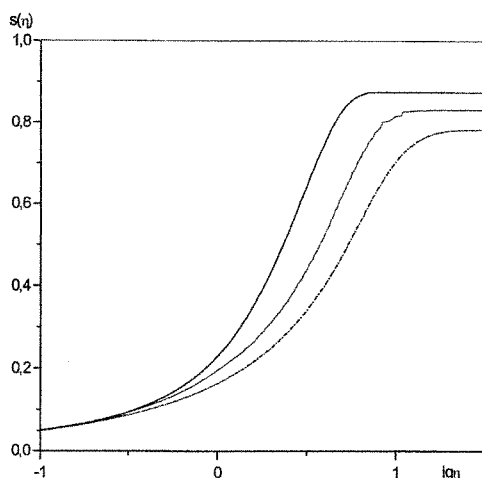


Рис.5. Движение фронта фазового перехода в процессе затвердевания. Сплошные линии - серое приближение, штрих-пунктирные - спектр А, пунктирные - спектр В.

#### Литература:

1. Siegel R. Transient thermal effects of radiant energy in translucent materials // J. of Heat Trans., 1998, Vol.120, No.1.
2. Саввинова Н.А. Фазовые переходы в плоском слое с учетом излучения // Молекулярная физика неравновесных систем. – Новосибирск, 1984.
3. Бурка А.Л., Рубцов Н.А., Саввинова Н.А. Нестационарный радиационно-кондуктивный теплообмен в полупрозрачной среде с фазовым переходом // ЖПМТФ, 1987, №1.
4. Саввинова Н.А. Влияние отражения излучения на формирование температурного поля при фазовом переходе полупрозрачного материала // Актуальные вопросы теплофизики: энергетика и экология. – Новосибирск, 1991.
5. Рубцов Н.А., Саввинова Н.А., Тимофеев А.М. Влияние отражения и изотропного рассеяния на плавление и затвердевание полупрозрачного материала // Теплофизика и аэромеханика, 2001, Т.8, №3.

УДК 536.4:620.1

### ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СЛОИСТЫХ ТЕЛАХ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ПОДВОДЕ ЭНЕРГИИ К ПОВЕРХНОСТИ

О.Ю. Троицкий

Томский политехнический университет, г. Томск

Е – mail: [tor@ped.tpu.ru](mailto:tor@ped.tpu.ru)

В ряде технологических процессов, связанных с лазерным и ионизирующим излучением, а также в результате эксплуатации могут возникать как поверхностные, так и внутренние изменения структуры материалов, включая дефекты типа «нарушение