

УДК 536.33

## **Расчетное моделирование теплообмена при обтекании испаряющейся полупрозрачной пленки потоком газодисперсной среды**

**Н.А. Рубцов, В.А. Сеницын**

*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

E-mail: sinicyn@itp.nsc.ru

Численно решена сопряженная задача Стефана о нестационарном радиационно-конвективном теплообмене при турбулентном обтекании горизонтальной испаряющейся полупрозрачной пленки расплава высокотемпературной смесью газов с твердыми частицами. Движущаяся пленка подвергалась интенсивному радиационному нагреву внешним источником, излучение которого взаимодействовало с газодисперсной средой и пленкой в ограниченном спектральном диапазоне. Рассчитаны поля температуры и скорости в пограничном слое и пленке. На основе результатов численного решения проанализировано влияние излучения на динамику температурных полей и скорость движения границы испарения.

**Ключевые слова:** излучение, турбулентность, пограничный слой, пленка, испарение, задача Стефана.

В работе [1] получено численное решение сопряженной задачи о нестационарном радиационно-конвективном теплообмене в пограничном слое и движущейся испаряющейся пленке расплава на поверхности твердого тела, которое обтекается высокотемпературным потоком газодисперсной среды. Одним из основных допущений в этой работе являлось предположение о постоянстве толщины испаряющейся пленки.

Настоящая статья является развитием постановки задачи в [1] в направлении учета изменения толщины пленки при испарении, что характерно для условий интенсивного нагрева твердого тела. Расчет температурного поля в системе пограничный слой–пленка с подвижной границей фазового перехода проведен в приближении однофазной задачи Стефана [2]. Исследование радиационно-кондуктивного теплообмена на основе решения задачи Стефана в плоском слое полупрозрачной среды можно найти, например, в работах [3–5]. Причем в статьях [3, 4] граница фазового перехода предполагалась полупрозрачной, тогда как в [5] — абсолютно черной.

Поскольку расплав имеет большую вязкость, можно считать, что скорость его движения существенно меньше скорости набегающего потока. В силу большой вязкости расплава влиянием его движения на течение в пограничном слое можно пренебречь [6]. Так как при рассматриваемых температурах давление насыщенных паров двуокиси кремния (испаряющийся материал) значительно меньше давления насыщенных водяных паров (поглощающий компонент (газ) в пограничном слое) [6], то пары материала пленки оказывают слабое влияние на оптические и теплофизические свойства среды. Исследуется

газодисперсная среда с достаточно низкой концентрацией твердых частиц, что позволяет предположить слабое влияние дисперсной фазы на теплофизические свойства среды в потоке. Однако при этом допускается, что дисперсная фаза влияет на оптические свойства движущейся среды, которые зависят от температуры, длины волны излучения и концентрации компонентов – газа и частиц. Вязкость и теплопроводность зависят от температуры линейно, а плотность — обратно пропорционально. Учитывается перенос тепла в пленке за счет излучения и теплопроводности в направлении, перпендикулярном ее поверхности, а также перенос тепла за счет конвекции вдоль поверхности пленки. Оптические свойства материала пленки зависят от длины волны, а вязкость и теплопроводность — от температуры. Предполагается, что в пограничном слое теплообмен можно рассматривать в квазистационарном приближении. Нижняя поверхность пленки является теплоизолированной. Помимо конвективного нагрева от газодисперсного потока пленка нагревается излучением от внешнего источника, который представляет собой плоское абсолютно черное тело с температурой  $T_s$ . Источник расположен вне пограничного слоя, его поверхность параллельна поверхности пленки. Излучение от источника взаимодействует с системой пограничный слой–пленка в ограниченном диапазоне длин волн. Среда в пограничном слое излучает, поглощает и рассеивает, а в пленке — излучает и поглощает.

С учетом принятых допущений уравнение движения среды в пограничном слое имеет вид [1]

$$((1 + \bar{\mu}_t)f'')' + \frac{1}{2}ff'' = \xi \left( f' \frac{\partial f'}{\partial \xi} - f'' \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) \quad (1)$$

с граничными условиями на поверхности пленки

$$\eta = \delta : f = 0, f' = -f_w$$

и вдали от поверхности

$$\eta \rightarrow \infty : f' \rightarrow 1.$$

Здесь  $f$  — безразмерная функция тока, связанная с размерной функцией тока  $\psi$  соотношением

$\psi(x, y) = \rho_\infty u_\infty \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} f' dy$ ,  $f_w = V_w (\text{Re } \xi)^{1/2}$ ,  $V_w = \rho_w v_w / (\rho_\infty u_\infty)$  — массовая скорость испарения, определяемая ниже, индексы  $\infty$ ,  $w$  соответствуют условиям во внешнем

течении и в расплаве,  $\eta = \left( \frac{\rho_\infty u_\infty}{\mu_\infty x} \right)^{1/2} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} dy$ ,  $\xi = x/L$  — поперечная и продольная без-

размерные координаты,  $x$ ,  $y$  — соответствующие им размерные координаты,  $u$ ,  $v$  — соответственно продольная и поперечная компоненты скорости,  $\rho$  — плотность,  $\mu$  — вязкость,  $\bar{\mu}_t = \mu_t / \mu_\infty$ ,  $\mu_t$  — турбулентная вязкость,  $L$  — длина расчетного участка пленки, штрих означает дифференцирование по координате  $\eta$ ,  $\delta = H / H_0$ ,  $H_0$  — начальная толщина пленки,  $H$  — текущая толщина пленки.

Течение в расплаве предполагается безградиентным, слоистым и ламинарным вследствие большой вязкости расплава. Поле скорости описывается уравнением движения следующего вида [6]:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left[ \bar{\mu}_w(\theta_w) \frac{\partial U}{\partial \zeta} \right] = 0 \quad (2)$$

с краевыми условиями

$$\zeta = \delta, \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1 : \bar{\mu}_w \frac{\partial U}{\partial \zeta} = 1, \quad (3)$$

$$\zeta = 0, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1 : U = 0.$$

Здесь  $\bar{\mu}_w = \mu_w / \mu_{w\infty}$ ,  $\zeta = y / H$ ,  $H$  — толщина пленки,  $\theta_w = T_w / T_\infty$ ,  $T_w$  — температура пленки,  $U = u_w / u_{w\infty}$ ,  $u_w$  — скорость течения внутри пленки; масштаб скорости течения пленки  $u_{w\infty} = \tau_w H / \mu_{w\infty}$  имеет смысл скорости движения верхней поверхности изотермической пленки с температурой  $T_\infty$ ,  $\tau_w$  — касательное напряжение на верхней поверхности пленки (задается на основе решения динамической задачи в пограничном слое),  $\mu_{w\infty}$  — вязкость расплава при температуре  $T_\infty$ . Граничное условие (3) представляет собой безразмерную форму записи условия непрерывности касательного напряжения на верхней поверхности пленки.

Температурное поле в пограничном слое описывается следующим уравнением энергии с краевыми условиями [7]:

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left( \left( \frac{1}{\text{Pr}} + \frac{\bar{\mu}_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) + \frac{f}{2} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} - \xi f' \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \frac{\text{Sk}}{\text{Re Pr}} \xi^2 \Psi = 0, \quad (4)$$

$$\xi_0 < \xi < \xi_1, \quad 0 < \eta < \infty, \quad \xi = \xi_0 : \theta = \theta_0,$$

$$\eta = \delta : f = 0, f' = -f_w : \theta = \theta_w, \quad \eta \rightarrow \infty : \theta \rightarrow 1, \quad (5)$$

тепловое состояние среды в пленке определяется из уравнения энергии вида:

$$\frac{\partial \theta_w}{\partial \text{Fo}} = \frac{\partial^2 \theta_w}{\partial \zeta^2} + \text{Sk}_w \frac{\partial \Phi_w}{\partial \zeta}, \quad 0 < \zeta < \delta, \quad \xi_0 < \xi < \xi_1, \quad \text{Fo} > 0. \quad (6)$$

На верхней границе пленки (поверхность испарения) ставится условие Стефана:

$$\zeta = \delta, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1, \quad \text{Fo} > 0 : \Lambda \frac{\partial \theta_w}{\partial \zeta} = \text{Sk}_w (Q - \Phi_w), \quad (7)$$

где

$$Q = -\frac{1}{\text{Sk}} \left( \frac{\text{Re}}{\xi} \right)^{1/2} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\delta} + \Phi \Big|_{\eta=\delta} + \frac{\text{Ko}}{\text{Sk}_w} \theta_m \cdot Vt, \quad (8)$$

$Vt \equiv \frac{d\delta}{d\text{Fo}}$  — скорость движения границы фазового перехода. На нижней поверхности пленки задано условие теплоизоляции:

$$\zeta = 0, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1, \quad \text{Fo} > 0 : \frac{\partial \theta_w}{\partial \zeta} = \text{Sk}_w \Phi_w. \quad (9)$$

Начальное условие имеет вид:

$$\text{Fo} = 0, \quad 0 \geq \zeta \geq 1, \quad \xi_0 \leq \xi \leq \xi_1 : \theta_w = \theta_{w0}.$$

В уравнениях (4)–(7)  $\theta = T / T_\infty$ ,  $T$  — температура в пограничном слое,  $\theta_w = T_w / T_\infty$ ,  $T_w$  — температура пленки,  $\theta_{w0} = T_{w0} / T_\infty$ ,  $T_{w0}$  — начальная температура пленки,  $\theta_0(\eta)$  — автономное решение уравнения энергии (4) без учета излучения,  $\Phi_w = E_w / (4\sigma T_\infty^4)$ ,  $E_w$  — интегральное по спектру значение плотности потока результирующего излучения в пленке,  $\text{Re} = \rho_\infty u_\infty L / \mu_\infty$ ,  $\text{Re}_w = \rho_w u_{w\infty} H_0 / \mu_{w\infty}$  — числа Рейнольдса в пограничном слое и пленке соответственно,  $\text{Fo} = a_w t / H_0^2$  — число Фурье,  $\Lambda = H_0 / L$ ,  $\text{Pr} = \mu_\infty / (\rho_\infty a_\infty)$ ,

$Pr_w = \mu_{w\infty} / (\rho_w a_w)$  — числа Прандтля в пограничном слое и пленке соответственно,  $Sk = 4\sigma T_\infty^3 L / \lambda_\infty$ ,  $Sk_w = 4\sigma T_\infty^3 H_0 / \lambda_w$  — числа Старка в пограничном слое и пленке соответственно,  $t$  — время,  $Pr_t$  — турбулентное число Прандтля,  $\lambda_w$  — теплопроводность материала пленки,  $a_w$ ,  $a_\infty$  — температуропроводность материала пленки и среды во внешнем течении соответственно,  $\xi_0 = x_0 / L$ ,  $\xi_1 = x_1 / L$ ,  $x_0$ ,  $x_1$  — границы расчетного участка пластины,  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана,  $Ko = q_L / \rho_w c_w T_m$  — число Коссовича,  $q_L$  — теплота испарения материала пленки,  $T_m$  — температура испарения,  $\theta_m = T_m / T_\infty$ . Выражение для безразмерной дивергенции плотности лучистого потока в уравнении (4) имеет вид

$$\Psi = \int_{\Delta} \frac{\tau_{\lambda L} (E_{0\lambda} - E_{\lambda}^*)}{4\sigma T_\infty^4} d\lambda,$$

где  $E_{0\lambda}(T)$  — объемная плотность потока равновесного излучения,  $E_{\lambda}^* = 2\pi \int_{-1}^1 I_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \chi) \chi d\chi$  — объемная плотность потока падающего излучения,  $I_{\lambda}$  — интенсивность излучения,  $\chi$  — косинус угла между осью ординат и направлением распространения излучения,  $\lambda$  — длина волны,  $\tau_{\lambda L} = k_{\lambda} L$  — характерная оптическая толщина,  $k_{\lambda}$  — коэффициент ослабления среды, индекс  $\lambda$  соответствует спектральным величинам. Оптическая толщина в сечении  $\xi$  пограничного слоя является функцией длины волны и температуры:

$$\tau_{\lambda} = \left( \frac{\xi}{Re} \right)^{1/2} \int_0^{\eta} \frac{\tau_{\lambda L}}{\theta} d\eta.$$

Поверхность испарения пленки с точки зрения радиационного переноса являлась прозрачной и диффузно-зеркально отражающей. На ней учитывалось преломление излучения, а на внутренней верхней стороне поверхности пленки — эффекты полного внутреннего отражения [1]. Для решения уравнения переноса излучения, описывающего радиационное поле в рассматриваемой системе, использовался метод средних потоков [8]. Поле скорости в турбулентном пограничном слое рассчитывалось с использованием двухслойной модели Себеси–Смита [9]. В результате совместного решения уравнений (1)–(6) и уравнения переноса излучения определялись поля скорости и температуры. При этом температурное поле в пленке рассчитывалось методом конечных разностей, который был модифицирован для учета движения границы фазового перехода [10] на сетке с постоянным пространственным шагом. При таком подходе шаг по времени являлся переменным, он находился итерационным методом из нелинейного уравнения, полученного из граничных условий задачи.

В условиях интенсивного конвективного теплообмена при обтекании твердого тела процесс испарения можно рассматривать существенно неравновесным и использовать для его описания закон Ленгмюра–Кнудсена [6]:

$$V_w = \frac{a_1}{\sqrt{\theta_w}} \exp\left(-\frac{a_2}{\theta_w}\right),$$

где  $V_w$  — массовая скорость испарения,  $a_1$ ,  $a_2$  — коэффициенты, не зависящие от температуры пленки:

$$a_1 = \frac{aP_{\text{sat}}(T_\infty)}{\rho_\infty u_\infty} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_\infty}} \exp\left(\frac{q_L M}{RT_\infty}\right), \quad a_2 = \frac{q_L M}{RT_\infty},$$

$a$  — коэффициент accommodations,  $P_{\text{sat}}$  — давление насыщенных паров,  $M$  — молекулярная масса паров,  $R$  — газовая постоянная. Значения  $a_1$ ,  $a_2$  для различных материалов меняются в широких пределах.

Зависимость вязкости материала пленки от температуры записывалась в следующей безразмерной форме, характерной для расплавленного стекла [11]:

$$\bar{\mu}_w(\theta_w) = \exp[C_0(1/\theta_w - 1)], \quad C_0 = 6000/T_\infty,$$

Газодисперсная среда, в которой формируется пограничный слой, представляла собой смесь углекислого газа, водяного пара и частиц угля. Пренебрегая рассеянием в газовой фазе, коэффициент ослабления рассматриваемой модельной среды можно представить в виде

$$k_\lambda = k_{\lambda p} + \kappa_{\lambda g},$$

где  $k_{\lambda p}$  — коэффициент ослабления излучения облаком частиц,  $\kappa_{\lambda g}$  — коэффициент поглощения газа.

Для учета селективного поглощения излучения в газовой фазе применялся метод узкой полосы, основанный на статистической модели Гуди [12], с помощью которой можно достаточно точно описать селективное поглощение в неизотермической газовой смеси [13].

Представленные ниже результаты расчета получены для частного случая, когда газ представляет собой водяной пар. В расчетах переноса излучения в водяном паре учитывались вращательная полоса и полосы с волновыми числами, равными 7250, 5331, 3755  $\text{см}^{-1}$ .

Оптические свойства частиц описаны в работе [14], где были получены приближенные формулы для расчета коэффициентов ослабления и рассеяния в зависимости от параметра дифракции:

$$x = \frac{\pi \bar{d}}{\lambda}.$$

Здесь  $\bar{d}$  — средний диаметр частиц. Спектральные значения коэффициента поглощения расплава стекла приведены в работе [11].

Расчеты проводились при следующих значениях определяющих параметров:  $\text{Pr} = 0,7$ ,  $\text{Pr}_w = 1$ ,  $\text{Pr}_t = 0,9$ ,  $\text{Re} = 10^6$ ,  $\text{Re}_w = 0,5$ ,  $\text{Sk} = 10^4$ ,  $\Delta = 10^{-2}$ , начальный временной шаг  $\Delta \text{Fo} = 0,025$ . Концентрация углекислого газа принималась равной нулю, концентрация водяных паров равнялась единице. Давление газа составляло  $10^5$  Па, частицы угля имели размеры  $\bar{d} = 10^{-4}$  м и показатель преломления  $m = 2,02 - 0,8i$ . Представленные ниже результаты расчетов получены для последнего поперечного сечения системы пограничный слой–пленка.

Поверхность пленки принимается оптически идеальной. Тогда из формулы Уолша–Данкла [15] следует, что при значении коэффициента преломления  $n/n_0 = 1,5$  ( $n_0 = 1$  — показатель преломления газа в пограничном слое) на границе раздела пограничный слой–пленка со стороны пограничного слоя коэффициент отражения  $R_2 = 0,092$ . Используя соотношение баланса энергии излучения на границе раздела [16], получим значение коэффициента отражения поверхности испарения со стороны пленки:  $R_1 = 0,6$ . Значение коэффициента отражения нижней поверхности пленки принималось равным 0,06.

Рисунок 1 иллюстрирует изменение температурного поля во времени (Fo) в системе пограничный слой–пленка расплава с учетом теплоты испарения материала пленки ( $\text{Ko} = 0,5$ ), без учета ( $\text{Sk}_w = 0$ ) и с учетом ( $\text{Sk}_w = 3, 4$ ) теплового излучения. Видно, что

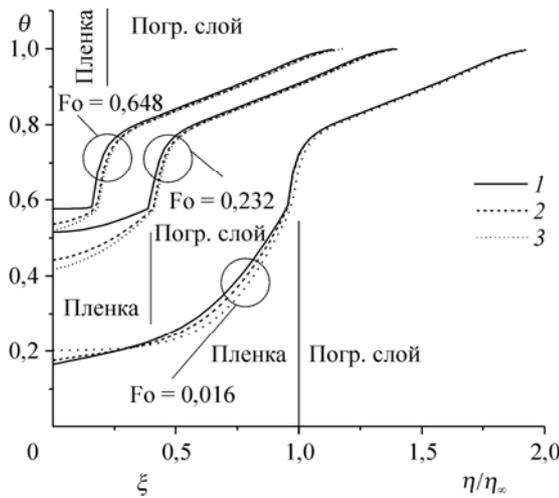


Рис. 1. Влияние числа  $Sk_w$  на динамику температурного поля.

$Sk_w = 0$  (1), 3 (2), 4 (3),  $Ko = 0,5$ .

толщина пленки уменьшается по мере испарения материала с ее верхней границы. С ростом числа  $Sk_w$  увеличивается температурный градиент по толщине пленки, что связано с условиями тепловой изоляции нижней поверхности пленки. Действительно, в условиях тепловой изоляции нижняя поверхность представляет собой адиабатическую стенку, высвечивающую тепловую энергию в сторону пограничного слоя либо

за счет собственного, либо за счет диффузно отраженного излучений. Соответствующая этому процессу тепловая компенсация, осуществленная молекулярной теплопроводностью в материале пленки, приводит к увеличению градиента температуры на стенке.

На основании анализа температурных полей, изображенных на рис. 2 в фиксированных моментах времени ( $Fo$ ), следует, что с ростом числа Коссовича увеличивается толщина нерасплавленной части пленки. Особенно это заметно в начальные моменты времени ( $Fo = 0,016$ ), когда затраты энергии на фазовый переход оказываются максимальными.

Одной из важнейших характеристик системы с фазовым превращением является скорость движения межфазной границы  $Vt$ , определяемая тепловым балансом подводимого и отводимого от нее теплового потока (радиационного и кондуктивного) с учетом теплоты фазового перехода. Результаты расчета, представленные на рис. 3, позволяют выяснить влияние теплоты фазового перехода, входящей в число Коссовича, на динамику скорости фазового перехода. Видно, что при большом значении этого критерия движение границы фазового перехода существенно замедляется, это объясняется большими затратами тепла на фазовое превращение и слабым разогревом среды перед фронтом фазового перехода. Отмечается также немонотонный характер изменения величины  $Vt$  во времени (с ростом  $Fo$ ). Снижение скорости  $Vt$  при больших значениях числа  $Fo$  характерно для радиационно-кондуктивного переноса, этот эффект объясняется радиационным охлаждением области, прилегающей к межфазной границе.

Существенным доказательством влияния переноса излучения на охлаждение области вблизи фронта фазового превращения и соответствующего замедления скорости его движения служат результаты расчета, приведенные на рис. 4. Видно, что с ростом числа Старка (большая доля излучения в суммарном потоке), скорость движения  $Vt$  значительно снижается.

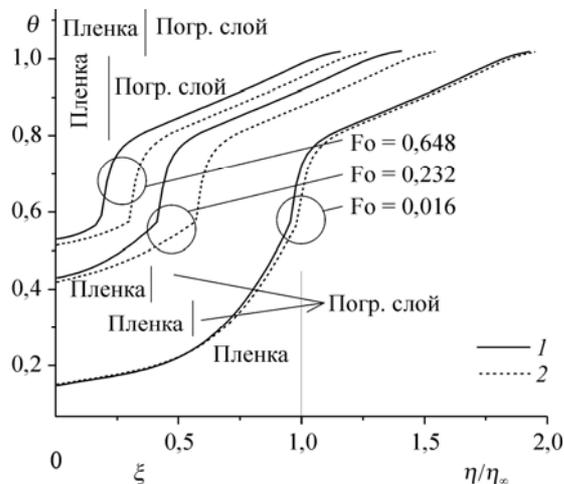


Рис. 2. Зависимость динамики температурного поля от числа  $Ko$ .

$Ko = 0,5$  (1), 1 (2);  $Sk_w = 3$ .

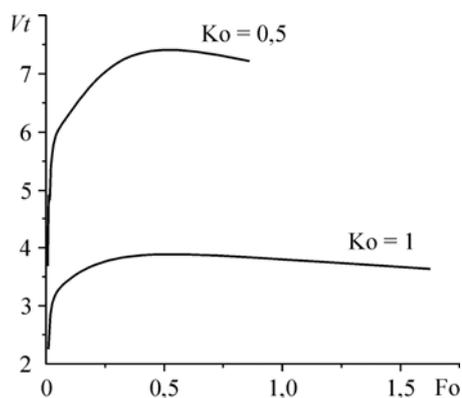


Рис. 3. Зависимость скорости движения межфазной границы от числа  $Ko$ .  
 $Sk_w = 3$ .

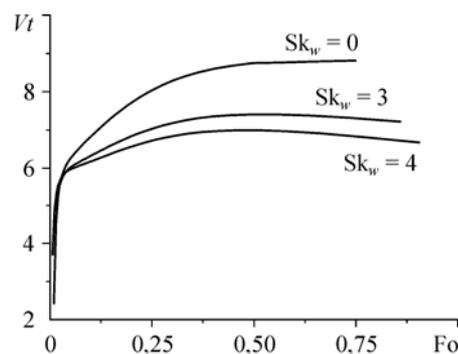


Рис. 4. Зависимость скорости движения межфазной границы от числа  $Sk_w$ .  
 $Ko = 0,5$ .

Результаты численного моделирования радиационно-конвективного теплообмена в пограничном слое и полупрозрачной испаряющейся пленке переменной толщины позволяют заключить следующее:

- возрастание доли излучения в суммарном потоке приводит к увеличению градиента температуры на нижней «холодной» поверхности пленки вследствие эффектов отражения излучения от этой поверхности;
- наличие теплопереноса излучением приводит к затормаживанию скорости движения границы фазового перехода из-за вывода тепловой энергии из приграничной области фазового перехода;
- при увеличении теплоты фазового перехода скорость движения фронта испарения уменьшается за счет возрастания затрат энергии на структурные изменения агрегатного состояния вещества, причем наличие излучения усиливает эффект затормаживания фронта.

### Список литературы

1. Рубцов Н.А., Сеницын В.А. Радиационно-конвективный теплообмен при течении испаряющейся полупрозрачной пленки расплава // Прикл. механ. и техн. физика. 2012. Т. 53, № 1. С. 80–87.
2. Мейрманов А.М. Задача Стефана. Новосибирск: Наука 1986, 240 с.
3. Рубцов Н.А., Слепцов С.Д. Моделирование радиационно-кондуктивного теплообмена в слое полупрозрачной среды в приближении классического решения однофазной задачи Стефана // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, № 3. С. 475–483.
4. Рубцов Н.А. К анализу процессов нагрева и плавления слоя полупрозрачного материала // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 4. С. 521–531.
5. Le Dez V., Yousefian F., Vaillon D., Lemonnier D., Lallemand M. Probleme de Stefan dres dans un milieu semi-transparent gris // J. Phys. III Franse. 1996. Vol. 6, No. 3. P. 373–390.
6. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
7. Рубцов Н.А., Сеницын В.А. Нестационарный радиационно-конвективный теплообмен при обтекании полупрозрачной пластины высокотемпературным газодисперсным потоком // Прикл. механ. и техн. физика. 2009. Т. 50, № 3. С. 140–146.
8. Рубцов Н.А., Тимофеев А.М., Пономарев Н.Н. О поведении коэффициентов переноса в прямых дифференциальных методах теории радиационного теплообмена в рассеивающих средах // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. Т. 18, вып. 5. С. 3–8.
9. Sebeci T., Smith A.M. Analyses of turbulent boundary layers. N.Y.: Acad. Press, 1974. 404 p.
10. Арутюнов В.А., Бухмиров В.В., Крупеников С.А. Математическое моделирование тепловой работы промышленных печей. М.: Металлургия, 1990. 239 с.

11. **Рубцов Н.А., Шварцбург А.М.** Расчет влияния спектра излучения факела на теплопередачу в ванной стекловаренной печи // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1976. Вып. 1, № 3. С. 90–94.
12. **Гуди Р.** Атмосферная радиация. М.: Мир, 1969. 522 с.
13. **Soufiani A., Hartmann J.M., Tain J.A.** Validity of band model calculations for CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O applied to radiative properties and conductive-radiative transfer // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1985. Vol. 33, No. 3. P. 243–257.
14. **Kim Ch., Lior N.** Easily computable good approximations for spectral radiative properties of particle–gas components and mixture in pulverized coal combustors // Fuel. 1995. Vol. 74, No. 12. P. 891–1902.
15. **Оцисик М.Н.** Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.
16. **Сергеев О.А., Мень А.А.** Теплофизические свойства полупрозрачных материалов. М.: Изд-во стандартов, 1977. 288 с.

*Статья поступила в редакцию 14 февраля 2014 г.*