

$|a|$ порядка нескольких длин волн. Таким образом парадокс Ландау заключающийся в несоответствии критического числа Пекле $Pe \sim 25$ [1], следующего из линейной теории, его экспериментальному значению $Pe \sim 10^3$, решается в рамках развитой нелинейной теории.

В заключение отметим, что известная попытка построения нелинейной теории устойчивости ламинарного фронта пламени [6, 7] учитывает лишь зависимость нормального потока массы от кривизны фронта, т. е. относится к коротковолновой области и потому некорректна в длинноволновом приближении. Далее, принятая в [6, 7] схема решения не обеспечивает естественным образом независимости искомого скаляра от знака амплитуды фронта. И, наконец, использованная в [6, 7] процедура решения методом возмущений, как показано в данной работе, некорректна при больших значениях амплитуды фронта.

*Поступила в редакцию
29/IV 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. П. П. Лазарев, А. С. Плешанов. ФГВ, 1980, 16, 6.
2. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 240.
3. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Istratov. ПМТФ, 1962, 4, 21.
4. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962.
5. Л. Коллатц. Численные методы решения дифференциальных уравнений. М.: ИЛ, 1953.
6. G. H. Markstein. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University press, 1957.
7. Нестационарное распространение пламени. Сб. Под ред. Д. Г. Маркштейна. М.: Мир, 1968.

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГОРЯЩИХ ЧАСТИЦ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПРИ ВЕРХОВЫХ ЛЕСНЫХ ПОЖАРАХ

*А. М. Гришин, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев
(Томск)*

Процессы тепло- и массопереноса в атмосфере при наличии пожара рассматривались ранее в теоретических и экспериментальных работах [1—4]. В [1] для описания аэродинамики приземного слоя атмосферы при больших пожарах использовались квазистационарные уравнения типа пограничного слоя в приближении Буссинеска. В [2] предложена общая математическая модель лесных пожаров для непродуваемых (терминология из [5]) лесных массивов. Установлено, что основными критериями подобия, характеризующими тепло- и массоперенос в приземном слое атмосферы, являются числа Струхала, Фруда, Рейнольдса, Кориолиса и безразмерная скорость вдува продуктов горения. Анализ этих критериев показывает, что крупный пожар представляет собой нестационарное трехмерное явление, большую роль в развитии которого играет сила Кориолиса.

Как показывают экспериментальные исследования [3], большое значение при распространении верховых лесных пожаров имеет перенос

горящих частиц лесных горючих материалов из фронта. В работе [4] приведена постановка задачи и некоторые качественные выводы, полученные из анализа уравнений движения частиц. В данной работе приводятся результаты численных исследований аэродинамики и тепломассообмена в приземном слое атмосферы при лесных пожарах.

Постановка задачи

Рассматривается бесконечный лесной массив с однородными по горизонтали характеристиками. В приземном слое атмосферы устанавливается логарифмический профиль ветра, соответствующий данному типу подстилающей поверхности [5]. Распределение температуры по высоте приземного слоя в набегающем потоке считается однородным. В некотором месте лесного массива имеется очаг верхового пожара. Тогда, если числа Рейнольдса Re и Струхала Sh велики, а число Кориолиса Ko мало (что характерно для пожаров умеренной интенсивности), задача о тепломассопереносе в приземном слое атмосферы над горизонтальной подстилающей поверхностью при верховых лесных пожарах описывается системой уравнений

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = -\rho g, \quad (2)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_t \frac{\partial c}{\partial y} \right), \quad (3)$$

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_t \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (4)$$

$$p = \rho RT/M \quad (5)$$

с начальными и граничными условиями

$$x = -\infty: u = u_\infty(y), \quad T = T_\infty(y), \quad c = c_\infty(y), \quad p = p_\infty(y), \quad (6)$$

$$y = 0: u = u_w(x) = u_\infty(0), \quad T = T_w = \begin{cases} T_\infty(0), & x < -x_r/2, \quad x > x_r/2 \\ T_r, & -x_r/2 \leq x \leq x_r/2 \end{cases}, \quad (7)$$

$$c = c_w = \begin{cases} c_\infty(0), & x < -x_r/2, \quad x > x_r/2 \\ c_r, & -x_r/2 \leq x \leq x_r/2 \end{cases},$$

$$(\rho v) = (\rho v)_w = \begin{cases} 0, & x < x_r/2, \quad x > x_r/2 \\ (\rho v)_r, & -x_r/2 \leq x \leq x_r/2 \end{cases} \quad (8)$$

$$y = H: u_e = u_\infty(H), \quad T_e = T_\infty(H), \quad c_e = c_\infty(H), \quad p_e = p_\infty(H).$$

Здесь x, y — координаты естественной системы координат, связанной с верхней границей полога леса ($x=0$ соответствует центру зоны горения); u, v, ρ, p, T, c — компоненты скорости газа, плотность, давление, температура и массовая концентрация кислорода; μ — молекулярная вязкость; t_0 — характерное время; g — ускорение свободного падения; R — газовая постоянная; M — молекулярный вес газа; μ_t, D_t, λ_t — турбулентные вязкость, коэффициент диффузии и теплопроводность; H — высота приземного слоя; $Re = \rho u_e x_r / \mu$ — число Рейнольдса; $Sh = u_e t_0 / x_r$ — число Струхала; $Ko = \Omega x_r / u_e$ — число Кориолиса; индексы ∞, w, e, r относятся к характеристикам набегающего потока, на верхней границе полога леса, на высоте приземного слоя атмосферы, параметрам зоны горения соответственно.

При записи системы уравнений (1)–(8) предполагалось, что течение в приземном слое атмосферы является квазистационарным и замороженным, а процессы переноса обусловлены исключительно турбулент-

ным перемешиванием, коэффициенты переноса определяются формулой Прандтля с длиной пути смешения, пропорциональной высоте над поверхностью Земли [5].

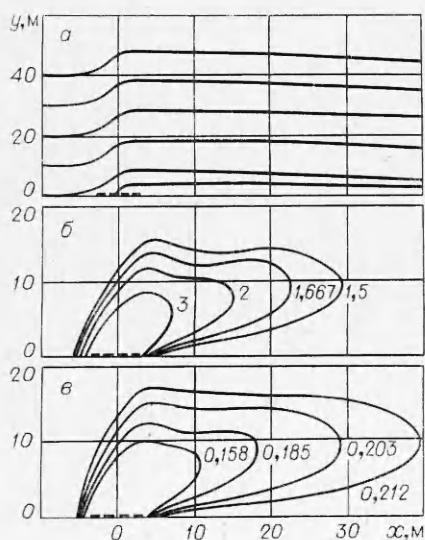
Следует отметить, что в случае реальных лесных пожаров величины $(\rho\nu)_r$, T_r , c_r , x_r связаны законами сохранения массы, энергии и импульса и не являются независимыми. Для их определения необходимо решать совместно уравнения, описывающие тепло- и массоперенос в пористой реакционноспособной среде (лесном массиве) [2], и уравнение сохранения массы, энергии и импульса в приземном слое атмосферы, т. е. решать сопряженную задачу тепло- и массопереноса [2]. Однако на первом этапе для качественного анализа аэродинамики лесного пожара целесообразно использовать отдельную постановку задачи, в рамках которой $(\rho\nu)_r$, T_r , c_r , x_r — априори задаваемые величины. Вблизи кромок реального фронта пожара поля температур, скоростей и концентраций могут быть иными, так как в уравнениях (2)–(4) отсутствуют вторые производные от искомых функций по продольной координате.

Аэродинамика приземного слоя атмосферы при лесном пожаре

Фронт пожара моделировался заданием области $-x_r/2 \leq x \leq x_r/2$, характеризующейся высокой температурой T_r , наличием вдува газа на верхней границе полого леса $(\rho\nu)_r$, а также пониженным содержанием концентрации кислорода c_r (см. граничные условия (7)). Система (1)–(6) интегрировалась численно, с использованием разностной схемы, построенной с помощью итерационно-интерполяционного метода [6]. В расчетах варьировались величина T_r , скорость вдува нагретых продуктов горения, концентрация кислорода в зоне горения, скорость набегающего потока.

На рис. 1 представлены линии тока (рис. 1, а), изотермы T/T_∞ (рис. 1, б) и изолинии концентрации кислорода (рис. 1, в). Эти кривые получены при скорости ветра на уровне крон деревьев в набегающем потоке 7,3 м/с, высота крон 10 м, расход газа в зоне горения $(\rho\nu)_r = 5 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, температура в зоне горения $T_r = 1300 \text{ К}$, температура воздуха в набегающем потоке 300 К. В зоне горения шириной 6 м массовая концентрация кислорода считалась равной $c_r = 0,05$, в то время как в набегающем потоке $c_\infty = 0,23$. Пожар оказывает значительное влияние на состояние приземного слоя атмосферы. Из анализа кривых, изображенных на рис. 1, следует, что линии тока над зоной горения искривляются. Температура и концентрация кислорода на значительном расстоянии от зоны горения отличаются от своих равновесных значений.

В области, прилегающей к зоне горения, течение в основном определяется характеристиками зоны горения. С ростом высоты тепловой и концентрационный факелы ориентируются вдоль



направления скорости невозмущенного потока. Как следует из расчетов, с ростом интенсивности пожара (интенсивность пожара характеризуется значениями температуры и концентрации в зоне горения, а также величиной массового расхода на верхней границе полога леса) влияние пожара на приземный слой атмосферы увеличивается. Штриховой чертой на рис. 1 показана зона горения.

Расчеты показали, что с уменьшением x_r протяженность и высота теплового и концентрационного факела уменьшаются. Установлено, что рост скорости набегающего потока не приводит к значительным изменениям в непосредственной окрестности зоны горения, где течение в основном определяется характеристиками самой зоны. Все же следует отметить, что с ростом u_∞ на периферийных участках фронта горения происходит интенсивное перемешивание горячего газа из зоны горения с холодным набегающим потоком, а тепловой и концентрационный факелы в целом сильнее прижимаются к кронам деревьев. С ростом температуры и массовой скорости вдува в зоне горения вертикальный и горизонтальный размеры факела увеличиваются.

Анализ изотерм и линий равных концентраций показывает, что в зоне, примыкающей к фронту горения, имеет место тепловая завеса [8]. Характерные признаки такого типа тепломассообмена (резкое изменение напряжения трения, перемена знака теплового потока за правой границей фронта горения) отмечены в работе [4]. Представляют интерес выражения для теплового потока q_w за фронтом пожара и адиабатической температуры T_a . В [8] даны формулы для q_w и T_a в случае вынужденной конвекции. Результаты численных расчетов позволили получить формулы для q_w и T_a в случае смешанной конвекции в приземном слое атмосферы перед фронтом верхового пожара

$$T_a = T_e + (T_r - T_e) \left(1 + \frac{1,28 \cdot 10^{-3} \text{Re}_{\Delta x}}{(\text{Re}_r)^{0,7}} \right)^{-0,8},$$

$$q_w = 2647 \rho_e v_e c_{pe} \text{Re}_{\Delta x}^{-0,8} \text{Re}_{x_r}^{0,2} B^{0,1} \text{Fr}^{0,3} (T_a - T_w),$$

Здесь использованы обозначения $B = \rho_e v_e / (\rho v)_r$; $\text{Re}_{\Delta x} = \rho_e u_e (x - x_r) / \mu_e$; $\text{Re}_r = (\rho v)_r x_r / \mu_r$; $\text{Fr} = v_e^2 / gh$; x отсчитывается от левой границы зоны горения индекс r относится к параметрам зоны горения, e — к параметрам набегающего потока на уровне крон деревьев.

В диапазоне изменения скорости набегающего потока от 7 до 22 м/с, скорости вдува в зоне горения от 0,8 до 5 кг/(м²·с) на расстояниях до 50 м от зоны горения эти формулы аппроксимируют с точностью до 25% результаты численных расчетов.

Анализ формул показывает, что с ростом x величины q_w и T_a убывают, и при $x \rightarrow \infty$ имеем $T_a = T_e$, $q_w = 0$. С ростом t_r , $(\rho v)_r$, x_r , u_∞ величина теплового потока возрастает.

Закономерности распространения горящих частиц

Согласно экспериментальным данным [3], из фронта пожара происходит выброс частиц лесных горючих материалов, перенос их на значительные расстояния. В связи с этим представляет интерес исследование возможности конвективного переноса горящих частиц и изучение тем самым одного из возможных механизмов распространения верховых пожаров.

Траектория, изменение массы и температуры частиц описываются следующей системой уравнений:

$$\frac{d\vec{v}_s}{dt} = \frac{c_D}{c_{D0}} \frac{\vec{v} - \vec{v}_s}{\tau_v} + \vec{g}, \quad (9)$$

$$\rho_s \frac{da}{dt} = -M_c k_0 \rho_0 c_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_{s0}}\right), \quad (10)$$

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \right). \quad (11)$$

Уравнения (9)–(11) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$t = 0: a = a_n, T_s = T_n, \vec{r} = \vec{r}_n, \vec{v}_s = \vec{v}_{sn}, \quad (12)$$

$$r = a: \lambda_s \cdot \partial T_s / \partial r = \alpha(T - T_{s0}) + q M_c k_0 \rho_0 c_0 \exp(-E/RT_{s0}), \quad (13)$$

$$\frac{\alpha}{c_p} (c_0 - c) + M_c k_0 \rho_0 c_0^2 \exp\left(-\frac{E}{RT_{s0}}\right) = -k_0 M_{02} \rho_0 c_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_{s0}}\right), \quad (14)$$

$$r = 0: \partial T_s / \partial r = 0.$$

Здесь α — коэффициент теплообмена горячей частицы с потоком [2]; $\vec{v}$ — вектор скорости потока в приземном слое атмосферы; $\vec{v}_s$, a , $\vec{r}$ — вектор скорости, радиус частицы и ее радиус-вектор; $0 \leq r \leq a$ — радиальная координата; $\tau_v = 2\rho_s a^2 / 9\mu$ — характерное динамическое время; μ — молекулярная вязкость; индексы n , s , 0 — относятся к начальному моменту времени, параметрам частицы, параметрам частицы при $r = a$.

При записи системы (9)–(11) считалось, что конденсированные частицы имеют сферическую форму, массово-объемная концентрация их мала, они не влияют на распределение скоростей, концентрации и температуры в приземном слое. Кроме того, считалось, что теплофизические свойства горячей частицы (теплоемкость, плотность и теплопроводность) близки к свойствам сосновой древесины или древесного угля, а гетерогенная реакция представляет собой реакцию окисления углерода. Наиболее обременительно допущение о сферичности формы горящих частиц, так как, согласно [3], наиболее опасны с точки зрения распространения лесных пожаров веточки сосны, имеющие форму цилиндров. Большую роль при горении частиц играет выделение, воспламенение и горение газообразных продуктов пиролиза лесных горючих материалов. Однако более точный учет формы и кинетики горения частиц, на наш взгляд, не может изменить основные закономерности распространения горящих частиц. Коэффициенты сопротивления c_D , c_{D0} приведены в [2], кинетические параметры эффективной гетерогенной реакции окисления углерода взяты из [7], а теплофизические параметры — из [9].

В уравнении (10) опущена реактивная сила. Это допущение следует из предположения о сферичности частицы и сферической симметрии процесса ее горения. Величина c_D , очевидно, зависит от массовой скорости горения частицы, однако для установления этой зависимости необходимы специальные экспериментальные исследования.

Уравнения (9), (10) решались¹ методом Рунге — Кутты, а уравнение (11) — с использованием итерационно-интерполяционного метода. Для каждого варианта расчета состояния приземного слоя атмосферы исследовались характеристики движения горящих частиц путем варьирования определяющих параметров системы (9)–(11).

На рис. 2 представлены траектории частиц и температура поверхности в зависимости от времени. Кривые на рис. 2 получены при тех же

¹ Вместо векторного уравнения (9) численно интегрировались четыре обыкновенных дифференциальных уравнения первого порядка в проекциях на оси x и y .

характеристиках приземного слоя атмосферы, что и кривые на рис. 1. Характеристики частицы: $\rho_s = 300 \text{ кг/м}^3$, $a_n = 0,0015 \text{ м}$, $T_n = 1200 \text{ К}$, угол, который составляет вектор скорости частицы с горизонтом в начальный момент времени $\alpha = 90^\circ$. Видно, что частица, вылетевшая с тыла фронта горения, летит значительно дальше, чем та, которая вылетела в передней части фронта. Это объясняется тем, что частица более длительное время находится над зоной горения, поднимается на большую высоту, тем самым сильнее увлекается им.

Штриховые и сплошные линии на рис. 2 получены при различных значениях начальной скорости частицы: сплошные — при $|\vec{v}_s| = 0$, штриховые — при $|\vec{v}_s| = 8 \text{ м/с}$. Расчеты показали, что с увеличением модуля скорости вылета частица летит дальше. К тому же результату приводит увеличение ширины зоны горения. С ростом размера частицы дальность ее полета уменьшается, а с увеличением угла вылета — увеличивается. Эти результаты и величина дальности полета частиц согласуются с данными работы [3] и имеют очевидную физическую интерпретацию.

Представляют интерес зависимости температуры поверхности частицы от времени (см. рис. 2, б и рис. 3). Анализ кривых, приведенных на рис. 2, б, показывает, что в зависимости от точки вылета частицы, а также от ее начальной скорости при фиксированной начальной температуре частицы ($T_n = 1200 \text{ К}$) имеют место два режима тепломассообмена частицы с окружающей средой: 1) режим воспламенения частицы при ее полете в приземном слое атмосферы (сплошные кривые 1—3 на рис. 2, б, штриховые кривые 2, 3 на рис. 2, б); 2) режим невоспламенения частицы (штриховая кривая 1 на рис. 2, б). В начальные моменты времени для этих двух режимов происходит инертный прогрев частицы в зоне повышенных температур приземного слоя атмосферы, затем, если частица прогрелась до некоторой температуры, то она воспламеняется. Если же температура частицы за время нахождения в зоне с высокой температурой не достигла критической, она не воспламеняется, и попадая в зону холодного газа, остывает.

Рассмотрим изменение режимов тепломассообмена частицы с окружающей средой с ростом ее начальной температуры. На рис. 3 представлены температура поверхности частицы в зависимости от времени при различных начальных температурах.

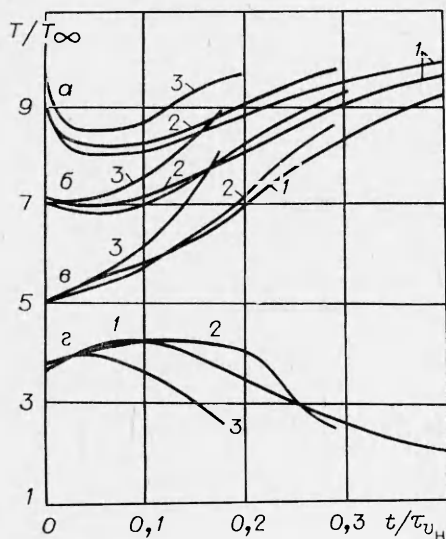


Рис. 3. Зависимости температуры поверхности частицы от времени.

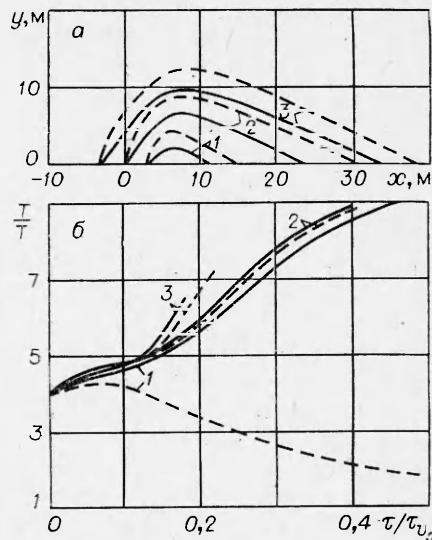


Рис. 2. Траектории (а) и температура (б) поверхности частицы при ширине зоны горения $x_r = 6 \text{ м}$. x_n , м: 1 — 3, 2 — 0, 3 — -3.

турах. Начальный радиус частицы $a_n = 0,0015$ м, характеристики приземного слоя атмосферы получены для $x_r = 4$ м и тех же значений остальных определяющих параметров, что и на рис. 1. Кривые, как и прежде, соответствуют различным точкам вылета частицы из фронта горения. С ростом начальной температуры сначала имеет место режим невоспламенения (см. рис. 3, *г*), затем — воспламенение частицы в газовой фазе (см. рис. 3, *е*) и далее — режим непотухания (см. рис. 3, *а, б*). Характерное поведение температуры поверхности (сначала она падает, затем растет) объясняется тем, что в первые моменты времени частица находится в зоне с пониженным содержанием кислорода, что приводит к уменьшению скорости протекания гетерогенной химической реакции. Однако запас тепла в частицах таков, что химическая реакция не прекращается полностью, а лишь замедляется. Затем в зоне с высоким содержанием окислителя скорость химической реакции увеличивается и происходит взрыв температуры поверхности.

Для случая невоспламенения частицы имеет место только кинетический режим протекания химической реакции, при котором ее скорость определяется в основном температурой частицы. При воспламенении вначале химическая реакция протекает в кинетическом режиме (до точки прогиба), а затем — в диффузионном. Что касается режима непотухания, то в данном случае в течение всего полета частицы гетерогенная химическая реакция протекает в диффузионном режиме.

В результате расчетов установлено, что с увеличением начальной температуры частицы улучшаются условия ее воспламенения, а недостаток кислорода в зоне горения приводит к их ухудшению. Температура и запас энергии горящих частиц таковы, что они могут поджечь лесные горючие материалы при падении на землю.

Таким образом, теоретический анализ подтверждает и дополняет вывод, сделанный в [3], о возможности инициирования воспламенения лесных горючих материалов (подстилки) горящими частицами.

Поступила в редакцию
23/IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Аэродинамика среды при больших пожарах. Линейный пожар. Препринт ИХФ АН СССР. Черноголовка, 1977.
2. А. М. Гришин. — В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 9, № 4. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, ИТПМ СО АН СССР, 1978.
3. Э. Н. Валеидик, П. М. Матвеев, М. А. Софронов. Крупные лесные пожары. М.: Наука, 1979.
4. А. М. Гришин, А. Д. Грузин. — В сб.: Горючесть веществ и химические средства пожаротушения. Вып. 6. М.: ВНИИ ПО МВД СССР, 1979.
5. А. С. Дубов, Л. П. Быкова, С. В. Морунч. Турбулентность в растительном покрове. Л.: Гидрометеиздат, 1978.
6. А. М. Гришин, В. Н. Берцун. Докл. АН СССР, 1974, 214, 4.
7. Б. В. Алексеев, А. М. Гришин. Курс лекций по аэротермохимии. Томск: Изд-во ТГУ, 1979.
8. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
9. А. И. Пехович, В. М. Жидких. Расчеты теплового режима твердых тел. Л.: Энергия, 1976.