

# Характеристики парогазовой среды вблизи поверхности образца при его лазерном нагреве

М. В. Брыкин

Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва  
125412, Россия

E-mail: mbrykin@mail.ru

Статья поступила в редакцию 3 августа 2023 г.

**Аннотация.** Одним из наиболее информативных методов экспериментального исследования теплофизических свойств перспективных высокотемпературных материалов является использование лазерного нагрева образцов в атмосфере инертного газа в сочетании с оптическими методами диагностики. Роль инертного газа заключается, в частности, в подавлении интенсивного испарения, существенно затрудняющего корректную интерпретацию получаемых данных. Однако, полностью подавить испарение невозможно, оно происходит всегда, хотя бы и в “медленном” диффузионном режиме. Для оценки возможного влияния формирующейся вблизи поверхности образца среды, состоящей из смеси пара, газа и, возможно, частиц конденсата, на результаты измерений, нужно знать ее характеристики. В работе на основе предположенной математической модели, предполагающей отсутствие конденсированной фазы либо ее наличие в состоянии локального термодинамического равновесия с паром, проведены расчеты динамики изменения характеристик такой среды, формирующейся в процессе диффузионного испарения. <https://doi.org/10.33849/2023204>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей при проведении экспериментальных исследований температур плавления в простых материалах либо параметров фазовой диаграммы в сложных по составу материалах является создание условий, исключающих (минимизирующих) их испарение [1, 2]. Интенсивное испарение в экспериментах с лазерным нагревом может затруднять регистрацию процессов на нагреваемой поверхности (в высокотемпературной области обычно проводимую оптическими методами), а также, в случае неконгруэнтного характера испарения, приводить к нарушению состава исследуемого материала в приповерхностном слое по сравнению с исходным составом. Для подавления испарения исследуемый образец обычно помещается в камеру, заполненную инертным газом высокого давления. Однако и в этом случае полностью исключить испарение не удается: оно обязательно происходит, хотя и в “медленном” диффузионном режиме. Состояние среды, формирующейся перед облачаемой поверхностью, в подобных экспериментах чаще всего никак не диагностируется. Можно утверждать, что там присутствует инертный газ, пар материала и, возможно, частицы его конденсата в твердом или в жидком состоянии. Оценить же априори характеристики такой смеси и динамику их изменения в процессе эксперимента довольно затруднительно. В частности, нет ответа на вопросы: в каких условиях и когда над поверхностью формируется конденсированная фаза, возможны ли условия, в которых конденсат вообще отсутствует, как эволюционируют области, содержащие и не содержащие конденсат? В работе [3] на примере аналитического решения стационарной задачи о перекоонденсации в плоском зазоре, заполненном инертным газом, было показано, что в зависимости от определяющих параметров возможны различные ситуации: конденсат в зазоре либо вообще отсутствует, либо присутствует всюду, либо лишь в части зазора, причем на границе раздела областей с чистым паром и с конденсатом некоторые параметры состояния (например, массовая доля конденсата) могут меняться скачком.

Основная цель работы — на основании предложенной математической модели и численного моделирования проанализировать динамику явлений, происходящих вблизи поверхности материала, нагреваемого в атмосфере инертного газа лазерным излучением с такими параметрами импульса, когда не происходит интенсивного испарения с образованием струи пара. В литературе можно найти работы, например [4], в которых моделируются режимы со струйным испарением с учетом взаимного влияния продуктов разрушения и лазерного излучения. Однако режимы диффузионного испарения практически не рассматривались. В экспериментах с лазерным нагревом длительность лазерного импульса в зависимости от поставленной задачи составляет, как правило, от нескольких миллисекунд до нескольких секунд. В процессе нагрева мишени происходит ее испарение в атмосферу инертного газа, нагрев и тепловое расширение контактирующей с поверхностью парогазовой смеси, возможная конденсация пара с образованием частиц, которые в процессе эволюции могут плавиться или, наоборот, затвердевать. После выключения лазерного импульса начинается охлаждение поверхности, сопровождающееся обратным процессом — осаждением на ней пара и частиц конденсата. Лазерное излучение может частично поглощаться в паре и частицами конденсата, вызывая их дополнительный нагрев по сравнению с окружающим паром. На данном этапе использовалась упрощенная постановка задачи, не учитывающая все перечисленные выше явления в их совокупности. В частности, не рассматривалась динамика нагрева мишени и влияние на нее процессов испарения и конденсации; не рассматривались эффекты поглощения лазерного излучения в объеме, кинетика зарождения и роста частиц конденсата. Кроме того, расчеты проводились для условий, в которых максимальная температура на поверхности и вблизи нее не превышала бы температуры плавления конденсата, и отсутствовали бы соседствующие области, как содержащие, так и не содержащие конденсат с границей их раздела. Численное моделирование подобных возможных состояний требует специального подхода, который будет описан дальше.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Используется одномерная постановка: к плоской поверхности материала примыкает полубесконечный (в направлении нормали к поверхности) объем, заполненный инертным газом с известным давлением. Температура поверхности изменяется во времени по заданному закону, включая стадии нагрева и остывания (здесь не рассматривается динамика нагрева материала лазерным излучением). По мере роста температуры начинается прогрев газа, сопровождающийся его тепловым расширением и испарением вещества с поверхности. Скорость испарения лимитируется диффузией пара в инертный газ. При удалении от поверхности, либо непосредственно на внешней границе кнудсеновского слоя, может происходить конденсация пара. Образующийся в объеме конденсат может претерпевать фазовый переход (плавление–затвердевание). На стадии остывания отток смеси от поверхности сменяется на обратный процесс — натекание на поверхность, что может сопровождаться ростом количества конденсата вблизи облучаемой поверхности и обратной конденсацией на ней пара из объема. Перечисленные явления описываются на основе модели двух взаимопроникающих газообразных континуумов (инертный газ и пар) и конденсированной дисперсной фазы (конденсат пара). Предполагается, что возникающие скорости движения компонент, обусловленные взаимной диффузией, намного меньше скорости звука. Поэтому давление всюду в объеме можно считать постоянным. Детальная структура конденсированной фазы не рассматривается; конденсат характеризуется только кажущейся плотностью (масса конденсата в единице объема) и среднемассовой скоростью. Наличие конденсированной фазы обуславливает отличие истинных плотностей газообразных фаз от их кажущихся значений. Используются следующие основные допущения:

- однотемпературное приближение, т.е. температура всех компонент смеси одинакова;
- скорость конденсированной фазы совпадает со среднемассовой скоростью;
- взаимная диффузия пара и газа описывается законом Фика как в отсутствии конденсата, так и при его наличии;
- не рассматривается кинетика процесса конденсации (зарождение зародышей и их дальнейший рост или испарение). Вместо этого используется предположение о локальном термодинамическом равновесии пара и конденсата (бесконечно большая скорость нуклеации и массообмена между паром и конденсатом: парциальное давление пара  $p_v$  равно давлению насыщенного пара  $P_S$ , то есть степень пересыщения пара  $S = p_v/P_S = 1$ ).

## 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Взаимное движение компонент описывается уравнениями неразрывности:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} = \omega_{ij}, \quad (1)$$

где  $\rho, u$  — кажущаяся плотность и среднемассовая скорость; индексы  $i, j = g, v, c$  означают принадлежность параметра к соответствующей фазе (инертный газ, пар,

конденсат);  $\omega_{ij}$  — интенсивность перехода массы из компоненты  $i$  в компоненту  $j$  (кг/(м<sup>3</sup>с));

$$\omega_{ig} = \omega_{gi} = 0; \omega_{vc} = -\omega_{cv} = -\omega.$$

Суммируя уравнения (1) для компонент, получим уравнение неразрывности для всей среды в целом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

где  $\rho = \sum \rho_i$ ,  $u = \sum \rho_i u_i / \rho$ ,  $u_c = u$  (собственная скорость частиц конденсата совпадает со среднемассовой скоростью). Вводя долю исключенного объема для газов  $\beta = \rho_c / \rho_c^0$ , запишем связь кажущихся и истинных плотностей  $\rho_i^0$ :

$$\rho_i = (1 - \beta) \rho_i^0, i = g, v.$$

Среднемассовые скорости компонент  $u_i$  определяются законом Фика:

$$\rho_g(u_g - u) = -\rho_v(u_v - u) = \rho_{gv} D \frac{\partial C}{\partial x},$$

где  $C = \rho_v / \rho_{gv}$ ,  $\rho_{gv} = \rho_g + \rho_v$ ,  $D$  — коэффициент бинарной диффузии пара в газе. Заметим, что выражение для относительной массовой доли пара  $C$  остается одинаковым как при отсутствии конденсата, так и при его наличии ( $C = \rho_v / (\rho_g + \rho_v) = \rho_v^0 / (\rho_g^0 + \rho_v^0)$ ).

Поверхность испарения ( $x = 0$ ) непроницаема для газа, поэтому одно из граничных условий следующее:

$$\text{при } x = 0, \rho_g u = -\rho_{gv} \frac{\partial C}{\partial x}. \quad (3)$$

В численном решении, наряду с уравнением неразрывности (2) для всей смеси в целом, в качестве определяющего используется также уравнение неразрывности для подсистемы пар+конденсат:

$$\frac{\partial \rho_{vc}}{\partial t} + \rho_{vc} \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \rho_{vc}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \rho_{gv} D \frac{\partial C}{\partial x}. \quad (4)$$

Заметим, что при отсутствии конденсата относительная массовая концентрация  $C$  зависит как от температуры  $T$ , так и от какого либо другого параметра смеси, например кажущейся плотности подсистемы пар+конденсат:  $\rho_{vc}$ . Поэтому уравнение (4) является уравнением второго порядка по координате, и его решение требует задания двух условий на границах области интегрирования. Одно из них требует, чтобы пар был насыщенным на поверхности испарения, второе — отсутствие пара вдали от поверхности:

$$\text{при } x = 0, \rho_v = \rho_v^S, \text{ при } x \gg 1, \rho_v = 0. \quad (5)$$

При наличии конденсата, который предполагается находящимся в термодинамическом равновесии с паром, нетрудно увидеть, что величина  $C$  становится зависящей только от температуры  $T$ :

$$C = C_S(T) = \frac{P_S}{P_S + \frac{R_a}{R_v}(P - P_S)}. \quad (6)$$

(Если конденсация происходит в поле лазерного излучения, температура частиц конденсата оказывается более

высокой по сравнению с температурой пара, и равновесие пара с конденсатом, состав которого в этом случае близок к монодисперсному, достигается при значении степени пересыщения  $S^*$  порядка нескольких единиц [5, 6]. В рассматриваемой выше модели это приведет лишь к замене в (6) числителя на  $S^*P_S$ , что не принципиально). Уравнение (4) в случае равновесной конденсации имеет первый порядок, поэтому его решение требует задания только одного граничного условия, зависящего от направления процесса. При испарении можно также использовать первое из условий (5), предполагающее отсутствие конденсированной фазы в продуктах испарения вблизи поверхности. В случае натекания смеси на поверхность (на стадии ее остывания) в качестве граничного используется второе из условий (5) (отсутствие пара и конденсата вдали от поверхности).

В силу предполагаемых малых (диффузионных) скоростей движения всех компонент по сравнению с характерной скоростью звука уравнение импульсов заменяется условием постоянства полного давления, обусловленного паром и газом:

$$p = p_g + p_v = \text{const}. \quad (7)$$

Полное давление  $p$  является одним из основных определяющих параметров задачи.

Уравнение энергии для всей смеси в целом имеет вид (эффекты вязкой диссипации и работа сил давления пренебрежимо малы):

$$\sum \left( \frac{\partial \rho_i h_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i h_i}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = 0.$$

Здесь  $T$  — температура,  $h_i = h_i(T)$  — удельная энтальпия соответствующей компоненты,  $\lambda$  — теплопроводность смеси. Используя уравнения неразрывности для компонент и выражения  $dh_i = c_{pi} dT$  (совершенный газ),  $\sum \rho_i c_{pi} = \rho c_p$  ( $c_{pi}$  — удельные теплоемкости), уравнение энергии можно записать в следующем виде:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - (h_v - h_c) \omega + \frac{\partial T}{\partial x} \left( \rho u c_p + \rho_{gv} D \frac{\partial C}{\partial x} (c_{pg} - c_{pv}) \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) = 0. \quad (8)$$

Граничные условия для этого уравнения:

$$\text{при } x = 0, T = T_w(t) \quad (9)$$

$$\text{при } x \gg 1, T = T_0.$$

При отсутствии конденсата в уравнении энергии отсутствует слагаемое, обусловленное тепловыделением при конденсации пара или испарении частиц конденсата ( $\omega = 0$ ). Связанное с диффузией слагаемое в (8):

$$\rho_{gv} D \frac{\partial C}{\partial x} = D_T \frac{\partial T}{\partial x} + D_z \frac{\partial \rho_{vc}}{\partial x}, \quad (10)$$

где

$$D_z = D / (1 + p_v / p (R_g / R_v - 1)), D_T = D_z \frac{\rho_{vc}}{T}.$$

**Таблица 1.** Теплофизические свойства парогазовой смеси.

| Теплофизические свойства                  | Гелий                                                                                                              | Пар                                                                                                       |
|-------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| M                                         | 4                                                                                                                  | 30                                                                                                        |
| d, Å                                      | 2.6                                                                                                                | 4                                                                                                         |
| R, Дж/(кг·К)                              | 2077                                                                                                               | 275                                                                                                       |
| $c_p$ , Дж/(кг·К)                         | 5200                                                                                                               | 1625                                                                                                      |
| $\lambda$ , Вт/(м·К)                      | $53.771 \cdot 10^{-3} +$<br>$+3.501 \cdot 10^{-4} T -$<br>$-5.35 \cdot 10^{-8} T^2 +$<br>$4.69 \cdot 10^{-12} T^3$ | $2.6 \cdot 10^{-3} \sqrt{T}$                                                                              |
| D, м <sup>2</sup> /с                      | $0.0296 \sqrt{(T^3(M_v + M_g))/(2M_v M_g)}$                                                                        | $P D_{vg}^2$                                                                                              |
| $P_S = P_S^0 \exp(-\frac{T_S^0}{T})$ , Па | -                                                                                                                  | $T_S^0 = 110524,$<br>$P_S^0 = 1, 0 \cdot 10^{17},$<br>$T_l^0 = 40300,$<br>$P_l^0 = 4, 429 \cdot 10^{10}.$ |

При наличии конденсата  $\omega \neq 0$  и

$$\rho_{gv} D \frac{\partial C}{\partial x} = \Gamma_T \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (11)$$

где

$$\Gamma_T = \rho_{gv} D \frac{dC_s}{dT} = \rho_{gv} D \frac{C_s \frac{\partial \ln P_S}{\partial T}}{1 + \frac{p_v}{p} \left( \frac{R_g}{R_v} - 1 \right)}.$$

Система уравнений (2), (4), (7), (8) и граничных условий (3), (5), (9) вместе с выражениями (10) или (11) и естественными начальными условиями

$$\text{при } t = 0, T = T_0, u = u_0, \rho_{vc} = 0 \quad (12)$$

и использовалась для моделирования динамики состояния среды вблизи поверхности в процессе ее нагрева и охлаждения.

#### 4. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

При выборе теплофизических свойств мы ориентировались на эксперименты, проводившиеся в лаборатории экстремальных энергетических воздействий ОИВТ РАН по изучению высокотемпературных свойств графита с помощью лазерного нагрева образцов в атмосфере гелия. Все свойства гелия в интересующем нас диапазоне температур и давлений известны достаточно хорошо. Будем для простоты считать пар углерода, так же как и гелий, идеальным совершенным газом с выбранным достаточно произвольным молекулярным весом  $M_v = 30$  (по данным [7] молекулярный вес насыщенного пара углерода меняется примерно от 24 до 42 в диапазоне температур 2000–5000 К). Этот выбор определяет и значение газовой постоянной. Теплофизические свойства пара и газа, используемые в расчетах, представлены в таблице 1. Коэффициент бинарной диффузии  $D$  находился по формуле элементарной кинетической теории [8] с использованием выбранных эффективных газокинетических диаметров молекул  $d_{vg} = (d_v + d_g)/2$ .

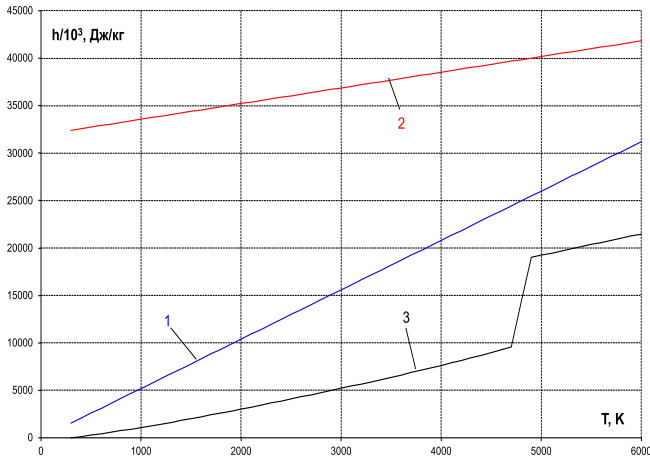


Рисунок 1. Энтальпии газа (1), пара (2) и конденсата (3).

Давление насыщенного пара аппроксимировалось зависимостью  $P_s = P^0 \exp(-T^0/T)$  с выбором реперных точек  $P_s(4000K) = 10^5$  Па,  $P_s(4800K) = 10^7$  Па. Температура плавления графита принималась равной  $T_m = 4800K$ . В расчетах область плавления размазывалась на температурный диапазон с полушириной  $\Delta T_m = 100K$ , внутри которого все величины, значения которых в точке плавления изменяются скачком, аппроксимировались непрерывными функциями.

Энтальпия газа (гелия):

$$h_g = 5.2 \cdot 10^3 T \text{ Дж/кг};$$

энтальпия конденсата (используются данные [7] с размазкой на интервал плавления):

$$\text{при } T \leq T_m - \Delta T_m = T_{m1},$$

$$h_c = 10^3(-367.5 + 1082.6t + 458.17t^2 - 93.117t^3 + 8.9697t^4) \text{ Дж/кг}, \quad t = T/10^3 K,$$

$$\text{при } T \geq T_m + \Delta T_m = T_{m2},$$

$$h_c = 10^3(18786 + 2.248(T - T_m)) \text{ Дж/кг},$$

$$\text{при } T_{m1} \leq T \leq T_{m2},$$

$$h_c = h_{cs}(T_{m1}) + \frac{h_{cl}(T_{m2}) - h_{cs}(T_{m1})}{2} \Delta T_m (T - T_{m1}) \text{ Дж/кг}.$$

энтальпия пара:

$$h_v = h_{cs}(T = 4800K) + \Delta H_{vap} + c_{pv}(T - T_m) = 10^3(39848 + 1.652(T - T_m)) \text{ Дж/кг}.$$

(Принято, что теплота сублимации графита  $\Delta H_{vap}$  из твердой фазы при температуре плавления  $T_m$  равна  $3 \cdot 10^7$  Дж/кг, а теплоемкость пара постоянна). Теплоемкость конденсата (с резким скачком внутри интервала плавления) находится по приведенным выше выражениям для его энтальпии. На рисунках 1, 2, 3 показаны температурные зависимости свойств, используемые в расчетах.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численное решение сформулированной задачи строилось с помощью программного пакета Comsol Multiphysics, реализующего решение уравнений математической физики методом конечных элементов. Использовалась безразмерная форма записи уравнений. Как отмечалось выше, временная зависимость температуры поверхности считается заданной. На рисунке 4 линией 1 показана такая зависимость от безразмерного времени, с использованием которой были получены представленные далее результаты. Сохраняя вид функциональной

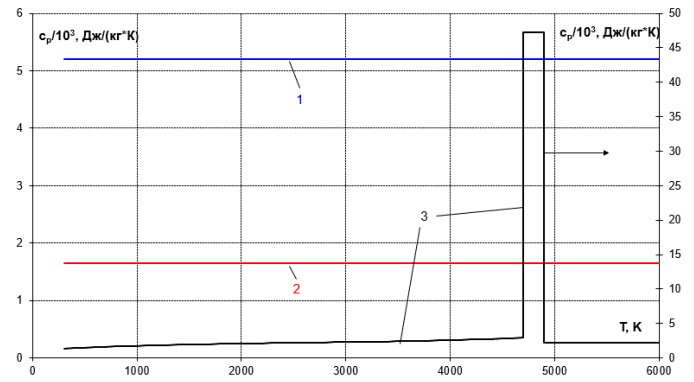


Рисунок 2. Теплоемкости газа (1), пара (2) и конденсата (3).

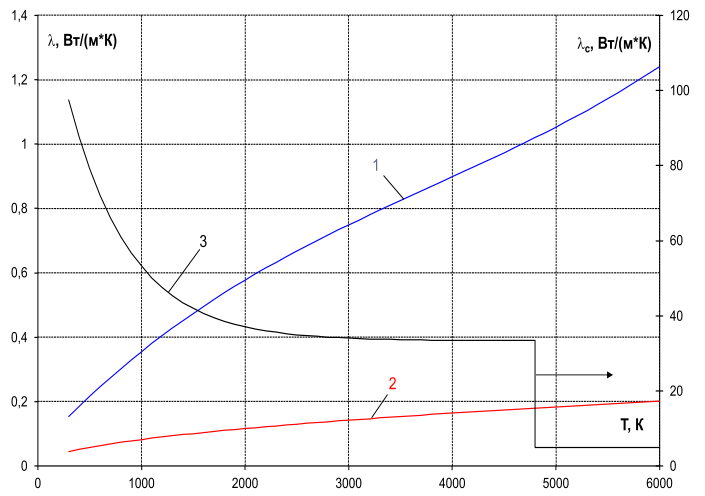


Рисунок 3. Теплопроводности газа (1), пара (2) и конденсата (3).

зависимости, значения минимальной  $T_0$  и максимальной  $T_1$  температур можно задавать любыми. Масштаб времени  $t^*$  можно также задавать любым, масштаб координаты  $x^*$  находится по характерным значениям параметров задачи (например, при температуре 1000 K) на основе определяющих уравнений. Всюду далее результаты представляются в зависимости от безразмерного времени  $t$  и безразмерной координаты  $x$ .

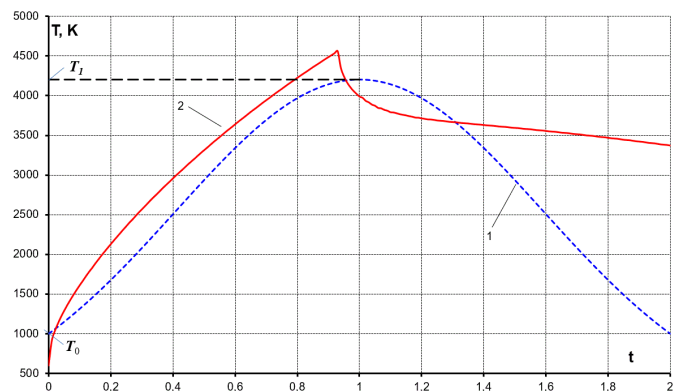


Рисунок 4. Зависимость температуры поверхности от безразмерного времени. 1 — модельная; 2 — заимствованная из эксперимента [9].

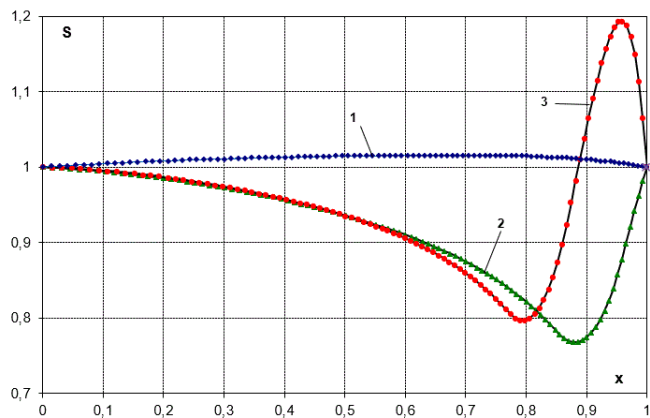


**Рисунок 5.** Распределение степени пересыщения пара в плоском зазоре. Температура горячей пластины 6000 К, холодной: 1 —  $T_0 = 5000$ ; 2 — 4620; 3 — 4400. Сплошные линии — аналитическое решение [3], значки — расчет методом установления.

Для верификации программного кода использовались аналитические результаты решения стационарной задачи о перекоонденсации пара углерода в заполненном гелием плоском зазоре, ограниченном графитовыми пластинами [3]. На рисунке 5 сплошными линиями показаны распределения степени пересыщения пара внутри зазора, найденные без учета его конденсации при температуре горячей пластины 6000 К для разных температур  $T_0$  холодной пластины. Значками показаны результаты численного решения, найденные методом установления [10]. Идеальное согласие результатов позволяет доверять и результатам решения нестационарных задач.

Как видно из сформулированной выше математической модели, рассматривается возможность моделирования реальной ситуации на основании двух различных подходов. Считается, что среда вблизи поверхности испарения либо вообще не содержит конденсированной фазы (для краткости далее присвоим этой модели номер 1), либо находящийся в термодинамическом равновесии с паром конденсат присутствует всегда и всюду (модель 2). Адекватность той или иной модели можно оценить на основе получаемых результатов. Так для модели 1 формальное решение находится всегда, однако в подавляющем большинстве рассмотренных вариантов степень пересыщения пара оказывается намного больше единицы (пересыщенный пар должен конденсироваться, возможность чего в этой модели не учитывается). Для модели 2 во многих вариантах предсказываемая моделью плотность конденсированной фазы оказывается отрицательной (расчет в этом случае прекращается). По-видимому, наиболее типичными, особенно для вариантов с максимальной температурой, превышающей температуру плавления конденсата, оказываются ситуации, когда вблизи поверхности испарения возникают и эволюционируют разделенные границей раздела области с ненасыщенным паром и содержащие конденсат. Ответ на вопрос о том, можно ли вообще получить разумное решение на основе сформулированного подхода (в [3] показано, что в стационарной задаче о перекоонденсации это возможно) требует дальнейшего анализа. Нужно также построить численную схему, позволяю-

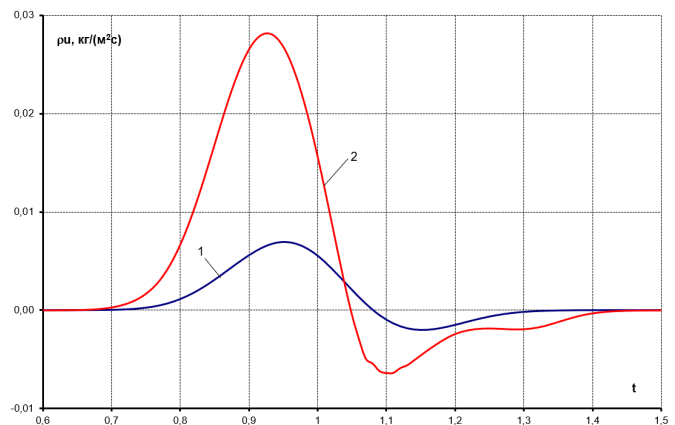


**Рисунок 6.** Массовая скорость испарения и конденсации на поверхности. 1 — без учета конденсации пара; 2 — при равновесной конденсации.

щую проводить сквозной расчет без явного выделения границ раздела (что может оказаться крайне затруднительно, если таких границ окажется много).

Ниже на рисунках 6–8 в качестве иллюстрации приводятся корректные в указанном выше смысле результаты расчетов по модели 2 (конденсат присутствует в любые моменты времени во всей области, содержащей пар) в сопоставлении с результатами расчетов по модели 1 (конденсат отсутствует). На рисунке 6 показана динамика изменения массовой скорости сублимации с поверхности на стадии нагрева и конденсации на ней пара и частиц на стадии остывания. В рассматриваемом варианте заметная сублимация и появление частиц конденсата начинаются лишь после достижения температуры поверхности уровня примерно 3700 К. Видно, что конденсация в объеме способствует интенсификации этих процессов, главным образом облегчая диффузионный разлет пара за счет уменьшения его концентрации. Массовая скорость сублимации в рассматриваемом режиме определяется скоростью диффузии пара от поверхности в окружающее пространство, которая, в свою очередь, зависит как от концентрации пара на поверхности (растущей с ростом ее температуры), так и от количества накопившегося вблизи поверхности пара, препятствующего диффузии. Конкуренция этих механизмов и определяет появление максимума в скорости сублимации еще до момента достижения максимальной температуры поверхности.

На рисунке 7 представлены распределения плотности смеси пар+конденсат по безразмерной координате  $x$ . Здесь отчетливо прослеживается накопление конденсированной фазы вблизи поверхности по мере ее остывания. При этом, однако, осаждение частиц на поверхности практически не происходит (средняя скорость  $u$ , обусловленная в этой области исключительно паром, мала из-за малости концентрации пара, равной концентрации насыщенного пара). Отметим также немонотонную зависимость плотности от координаты, характеризующуюся появлением локальных экстремумов в некоторые моменты времени.

На рисунке 8 показана эволюция температурного поля. До момента безразмерного времени, примерно равного 0,7, температурные поля, в соответствии с от-

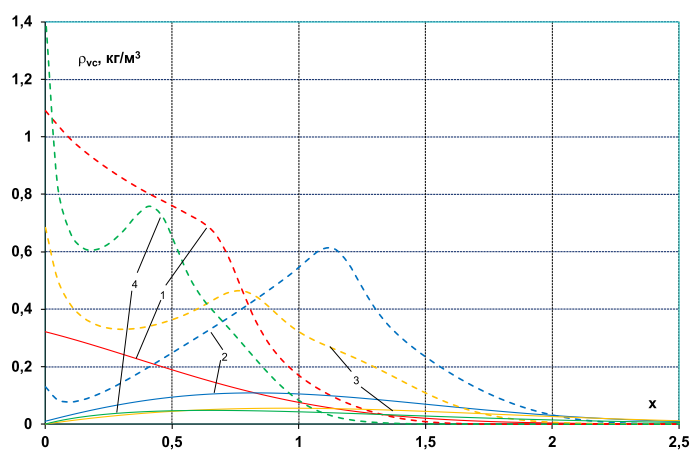


**Рисунок 7.** Распределение плотности смеси пар+конденсат в различные моменты времени: 1 –  $t = 1.0$ ; 2 –  $1.3$ ; 3 –  $1.7$ ; 4 –  $2.0$ . Сплошные линии – без учета конденсации (чистый пар), штриховые – с учетом конденсации.

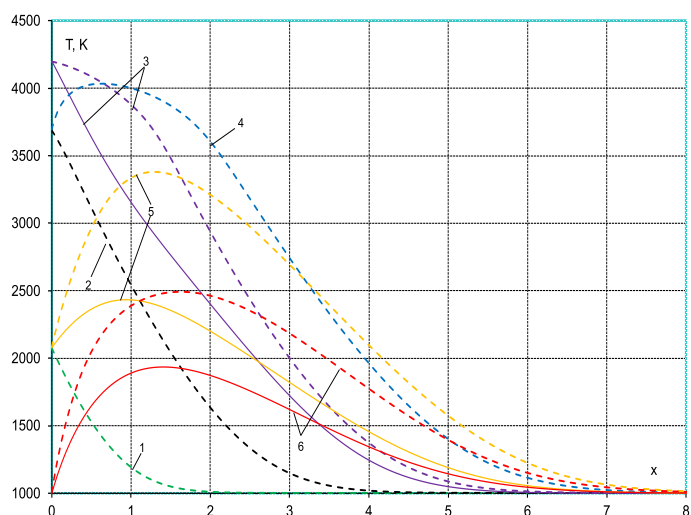


**Рисунок 8.** Профили температуры в различные моменты времени: 1 –  $t = 0.3$ ; 2 –  $0.7$ ; 3 –  $1.0$ ; 4 –  $1.3$ ; 5 –  $1.7$ ; 6 –  $2.0$ . Типы линий как на рисунке 7.

меченным выше, рассчитанные с учетом и без учета конденсации, оказываются практически одинаковыми. Однако в дальнейшем тепловыделение при конденсации в объеме приводит к заметному превышению температуры по сравнению с найденной без учета конденсации.

На рисунке 9 показана эволюция плотности конденсата и среднемассовая скорость  $u$  на поверхности. Видно, что после выключения лазера  $u$  быстро уменьшается до нуля, однако отрицательной не становится (осаждение пара и частиц конденсата на поверхности не происходит). Вблизи поверхности резко растет плотность конденсата, что может служить причиной предполагаемой в ряде работ [9, 11] экранировки поверхности, искажающей регистрируемую пирометром ее яркостную температуру. Рисунок 10 демонстрирует эволюцию пространственного распределения среднемассовой скорости. Видно, что после выключения лазера и быстрого остывания поверхности отток смеси пар-газ-конденсат, обусловленный на стадии нагрева тепловым расширением и испарением, быстро сменяется движе-

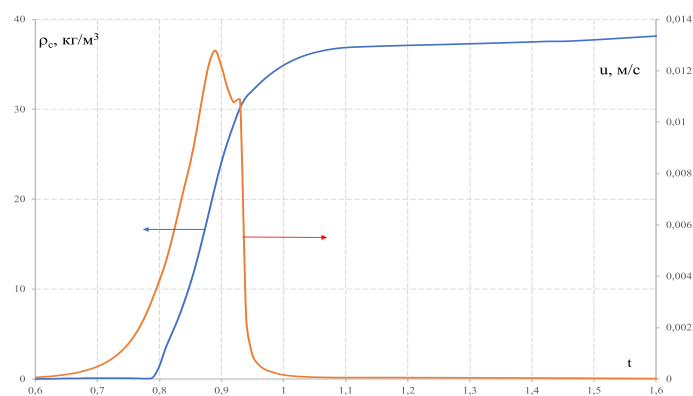


**Рисунок 9.** Скорость испарения с поверхности и плотность конденсированной фазы на поверхности для экспериментальной термограммы.

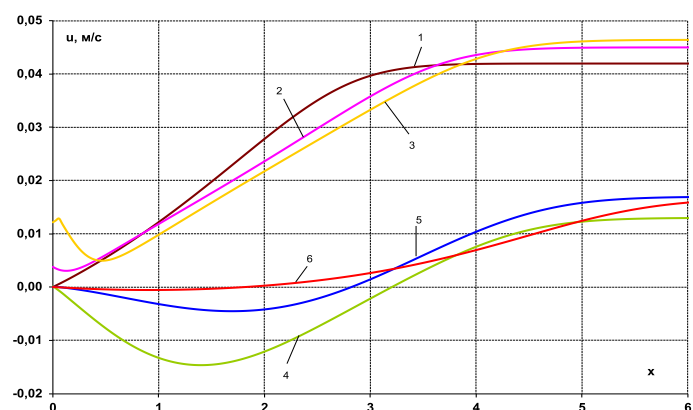


**Рисунок 10.** Профили среднемассовой скорости в различные моменты времени для экспериментальной термограммы: 1 –  $t = 0.6$ ; 2 –  $0.8$ ; 3 –  $0.9$ ; 4 –  $1.0$ ; 5 –  $1.1$ ; 6 –  $1.5$ .

ем в сторону поверхности (уменьшение плотности парогазовой смеси при ее контакте с остывающей поверхностью, хотя и при отсутствии конденсации на ней).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные выше результаты для модельной и реальной экспериментальной термограммы можно считать вполне корректными, поскольку плотность конденсированной фазы везде и всюду остается положительной. Вместе с тем следует отметить, что используемая математическая модель, конечно, не претендует на всестороннее описание явлений, сопровождающих эксперименты с лазерным нагревом. Здесь не учитывается естественная конвекция, ограниченность объема экспериментальной камеры, эффекты возможного поглощения лазерного излучения продуктами сублимации поверхности, кинетика формирования и эволюции конденсированной фазы. Однако представленные выше результаты, полученные на основе упрощенной модели, позволяют более отчетливо представить картину сопутствующих эксперименту явлений, и хотя бы косвенно подтвердить достоверность интерпретации получаемых данных.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность М.А. Шейндлину за постоянный интерес к работе и многочисленные плодотворные обсуждения.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-01129-23-00).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Musella M, Ronchi C, Brykin M and Sheindlin M 1998 *Journal of Applied Physics* **84** 2530–37
2. Manara D, Ronchi C, Sheindlin M, Lewis M and Brykin M 2005 *Journal of nuclear materials* **342** 148–63
3. Брыкин М В 2018 *TBT*. **56** 365–71
4. Мажукин В И и Носов В В 2005 *Квантовая электроника*. **35** 454–66
5. Биберман Л М, Брыкин М В и Храпак А Г 1985 *TBT*. **35** 446–55
6. Брыкин М В 1989 *TBT*. **27** 312–20
7. Под ред Глушко ВП 1982 Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Спр. изд. в 4-х т. (Москва: Наука)
8. Сюэ-сень Цянь 1965 *Физическая механика* (Москва: Мир)
9. Башарин А Ю, Брыкин М В, Марин М Ю, Пахомов И С и Ситников С Ф 2004 *TBT*. **42** 64–71
10. Самарский А А 1989 *Теория разностных схем* (Москва: Наука)
11. Brykin M V and Sheindlin M A 2018 *High Temperature*. **56** 783–88