

УДК 536.25

Численные исследования нестационарного сопряженного конвективного теплообмена в вертикальных слоях жидкости и газа, разделенных тонкой металлической перегородкой*

В.С. Бердников^{1,2}, С.А. Кислицын^{1,2}

¹*Институт теплофизики им С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

²*Новосибирский государственный технический университет*

E-mail: berdnikov@itp.nsc.ru

Численно в сопряженной постановке задачи исследовано развитие конвективного течения после внезапного нагрева вертикальной стенки, ограничивающей сбоку слой этилового спирта, в системе, состоящей из вертикальных слоев спирта и воздуха, разделенных тонкой металлической перегородкой. Методом конечных элементов решены уравнения термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска, записанные в переменных температуры, вихря и функции тока. Изучено развитие нестационарных гидродинамических и тепловых пограничных слоев на всех четырех вертикальных стенках. Рассчитаны поля температуры в жидкости, в газе и в вертикальной перегородке. Особенности развития пространственной формы течения и нестационарного сопряженного конвективного теплообмена между слоями жидкости и газа существенно влияют на нестационарные поля температуры и градиенты температуры в тонкой металлической перегородке. Максимальные градиенты температуры в перегородке возникают на начальной стадии развития течения.

Ключевые слова: сопряженный теплообмен, термогравитационная конвекция, вертикальные слои жидкости и газа, перегородка, поля температуры и скорости, численное моделирование, метод конечных элементов.

Введение

Практически все технические и технологические системы, состоящие из оболочек, наполненных жидкостями или газами, работают в режимах управляемого включения нагрева или охлаждения или в результате естественного взаимодействия с окружающей средой. К таким системам относятся, например, топливные баки авиационной и ракетной техники, тигли, изготовленные из различных материалов (платины, молибдена, кварца и др.) и наполненные расплавами при выращивании монокристаллов. Тепловое состояние тонкостенных конструкций, например, летательных аппаратов (ЛА) в процессах взлета и посадки, на начальных стадиях выхода на крейсерскую скорость, существенно зависит от процессов нестационарного сопряженного конвективного теплообмена в топливных баках и в воздушных прослойках фюзеляжа. При полетах на сверхзвуковых скоростях добавляются процессы разогрева обшивки ЛА. С развитием авиационной техники при решении проблем весовой оптимизации и повышения надежности заметно растут требования к качеству проведения расчетов термических напряжений

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-0707.

в неизотермических тонкостенных элементах конструкций ЛА [1, 2]. Распределения температуры, градиентов температуры и термических напряжений в стенках топливных баков и других систем зависят от сопряженного конвективного теплообмена. В неравномерно нагретых объемах жидкости, находящихся в поле тяжести, развиваются свободно-конвективные течения, сопровождающиеся расслоением жидкости по температуре [1–12]. При подводе тепла к стенкам нагретая жидкость всплывает и накапливается сверху. Существенное влияние на закономерности сопряженного теплообмена оказывает пространственная форма конвективных течений. В свою очередь, форма конвективных течений в значительной мере зависит от конфигурации полости и расположения разогретых и охлажденных стенок и их фрагментов [1–12]. Для адекватных оценок полей термических напряжений в конструкциях необходимо знать локальные особенности гидродинамики, порождаемые ими особенности локального сопряженного теплообмена и, как следствие, закономерности зависимостей полей температуры от времени в тонких стенках [1, 2]. Распределения градиентов температуры и термических напряжений в элементах неизотермических конструкций являются следствием нестационарного сложно-сопряженного теплообмена. В настоящем исследовании получили развитие проведенные в Институте теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН серии работ, направленные на изучение влияния сопряженного свободноконвективного теплообмена на распределения температуры в тонких стенках [3, 4]. Численно в сопряженной постановке исследована зависимость распределений температуры в тонкой вертикальной перегородке при натекании на нее потока горячей жидкости от нагреваемой вертикальной стенки. Изучена эволюция конвективных течений в слоях жидкости и газа, разделенных тонкой металлической перегородкой. Рассчитаны нестационарные поля температуры в жидкости, в перегородке и в слое газа. В подавляющем большинстве предшествующих работ исследования проводились в бесконечно длинных слоях текучих сред [5–7] при стационарных

граничных условиях или внимание обращалось на влияние тепловой инерции стенки на начальном этапе развития конвективного течения [7–9]. Во многих работах учитывались перетечки тепла вдоль стенок, но перепад температуры по толщине стенки считался пренебрежимо малым [8–12]. В представленной работе определены зависимости градиентов температуры в продольном и поперечном направлениях тонкой стенки.

Постановка задачи

Расчетная двумерная область состоит из двух полостей, разделенных тонкой высокотеплопроводной вертикальной перегородкой (рис. 1). Правая полость Ω_1 заполнена этиловым спиртом, свойства которого близки к теплофизическим свойствам авиационных топлив. Левая полость Ω_2 заполнена воздухом. Материал перегородки Ω_3 — жаропрочная сталь 1X13. Все границы жесткие. Правая вертикальная стенка S_1 в начальный момент времени мгновенно нагревается до такой температуры, что число Грасгофа Gr , определенное по толщине слоя жидкости и перепаду температуры между внешними стенками, составляет 10^6 . Левая вертикальная стенка S_2 остается изотермической с температурой, равной начальной температуре системы (при $t = 0$). Толщина слоев жидкости Ω_1 и газа Ω_2 одинакова и равна $L = 60$ мм. Высота расчетной области $H = 756$ мм. Соответственно относительный размер $H/L = 12,6$. Относительная толщина металлической перегородки Ω_3 — $\delta/L = 0,015$ ($\delta = 0,9$ мм). Горизонтальные границы $S_5 - S_{10}$ в рассматриваемом варианте расчетов являются адиабатическими.

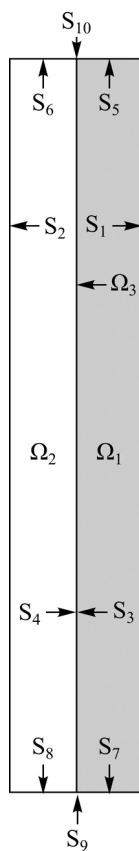


Рис. 1. Схема расчетной области.

Таким образом, в начальный момент времени система находится в состоянии покоя, и ее температура равна T_{\min} . Внезапно происходит нагрев вертикальной внешней стенки в области с этиловым спиртом до температуры T_{\max} , а на вертикальной внешней стенке в области с газом поддерживается начальная температура системы T_{\min} . Задача сопряженного теплообмена решалась методом конечных элементов. Применялась прямоугольная сетка со сгущением ко всем границам. На конечных элементах задавались билинейные базисные функции. Количество узлов в прямоугольной неравномерной сетке составляло 121×566 (68486). Фрагмент сетки в окрестности перегородки приведен на рис. 2. Здесь красной линией показана граница раздела жидкость–перегородка S_3 , синей — граница раздела перегородка–газ S_4 .

Для жидкости и газа решались системы уравнений свободной конвекции в безразмерном виде в приближении Буссинеска, записанных в терминах температуры, вихря и функции тока:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{1}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right), \\ \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) = \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right) + \text{Gr} \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\omega, \\ \frac{c_g \rho_g}{c_f \rho_f} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\lambda_g}{\lambda_f \text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right), \\ \frac{\rho_g}{\rho_f} \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) = \frac{\nu_g}{\nu_f} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} \right) + \frac{\beta_g}{\beta_f} \text{Gr} \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\omega. \end{cases}$$

Нестационарные поля температуры в перегородке определялись из решения уравнения теплопроводности

$$\frac{\rho_w c_w}{\rho_f c_f} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda_w}{\lambda_f \cdot \text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = 0.$$

В приведенных уравнениях

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu_f \cdot \rho_f \cdot c_f}{\lambda_f}, \quad \text{Gr} = \frac{g \cdot \beta_f \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu_f^2}.$$

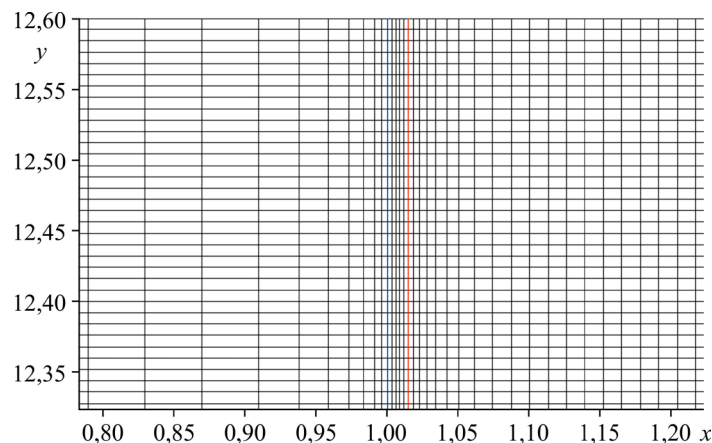


Рис. 2. Фрагмент сетки в окрестности перегородки.

На всех границах в жидкости и газе выполняются условия непротекания и прилипания:

$$\psi|_{S_i} = 0, \quad \omega|_{S_i} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad i = 1, 2, \dots, 8.$$

На внешних вертикальных границах расчетной области поддерживаются постоянные температуры (при $t \geq 0$):

$$T|_{S_1} = 1, \quad T|_{S_2} = 0.$$

На границах раздела сред «перегородка-жидкость» и «перегородка-газ» выполняются условия идеального теплового контакта, т.е. на указанных границах температура и тепловой поток являются равными и неравными:

$$\lambda_w \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{3-}} = \lambda_f \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{3+}}, \quad \lambda_g \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{4-}} = \lambda_w \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{S_{4+}}, \quad T|_{S_{3+}} = T|_{S_3}, \quad T|_{S_{4+}} = T|_{S_4},$$

здесь знак «+» означает, что граница рассматривается как входящая в подобласть справа относительно границы раздела сред с указанным численным индексом, а знак «-» означает положение слева относительно границы раздела сред. Эти условия учитываются при совместном решении уравнений конвекции и уравнении теплопроводности в перегородке. Все горизонтальные границы являются адиабатическими:

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{S_i} = 0, \quad i = 5, 6, \dots, 10.$$

В качестве масштаба геометрических размеров выбрана толщина слоя жидкости L . Для скорости и времени использованы масштабы v_f/L и L^2/v_f соответственно (значения размерных масштабов времени и скорости соответственно 2427,35 с и 0,0247 мм/с). Масштаб температуры — $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$.

Для расчетов были использованы фиксированные значения теплофизических свойств этилового спирта, воздуха и стали марки 1Х13 при 20 °С: коэффициент кинематической вязкости этилового спирта $\nu_f = 1,483 \cdot 10^{-6}$ м²/с, коэффициент кинематической вязкости воздуха $\nu_g = 1,494 \cdot 10^{-5}$ м²/с, число Прандтля для этилового спирта $Pr = 16,1$, число Прандтля для воздуха $Pr_g = 0,71$, коэффициент теплопроводности этилового спирта $\lambda_f = 0,179$ Вт/(м·К), коэффициент теплопроводности воздуха $\lambda_g = 0,0254$ Вт/(м·К), коэффициент теплопроводности стали марки 1Х13 $\lambda_w = 31,2$ Вт/(м·К), удельная теплоемкость этилового спирта $c_f = 2403,22$ Дж/(кг·К), удельная теплоемкость воздуха $c_g = 1006$ Дж/(кг·К), удельная теплоемкость стали марки 1Х13 $c_w = 480$ Дж/(кг·К), плотность этилового спирта $\rho_f = 807,75$ кг/м³, плотность воздуха $\rho_g = 1,202$ кг/м³, плотность стали марки 1Х13 $\rho_w = 7725$ кг/м³, коэффициент объемного теплового расширения этилового спирта $\beta_f = 1,05 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, коэффициент объемного теплового расширения воздуха $\beta_g = 3,46 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹ [13, 14].

Результаты расчетов

Развитие конвективного течения в характерные моменты времени показано на рис. 3, 4. После короткого промежутка времени, в течение которого прогревается критическая масса жидкости, возникает подъемный поток вдоль внезапно нагретой правой стенки ($t \leq 0,012$). На следующем этапе в верхнем торце слоя жидкости формируется поток нагретой жидкости, натекающий на перегородку ($t \geq 0,02$). Далее происходит локальный нагрев перегородки и подогрев верхней части слоя газа вначале в режиме теплопроводности, а затем при слабоинтенсивной конвекции, возникающей в газе ($t \geq 0,034$).

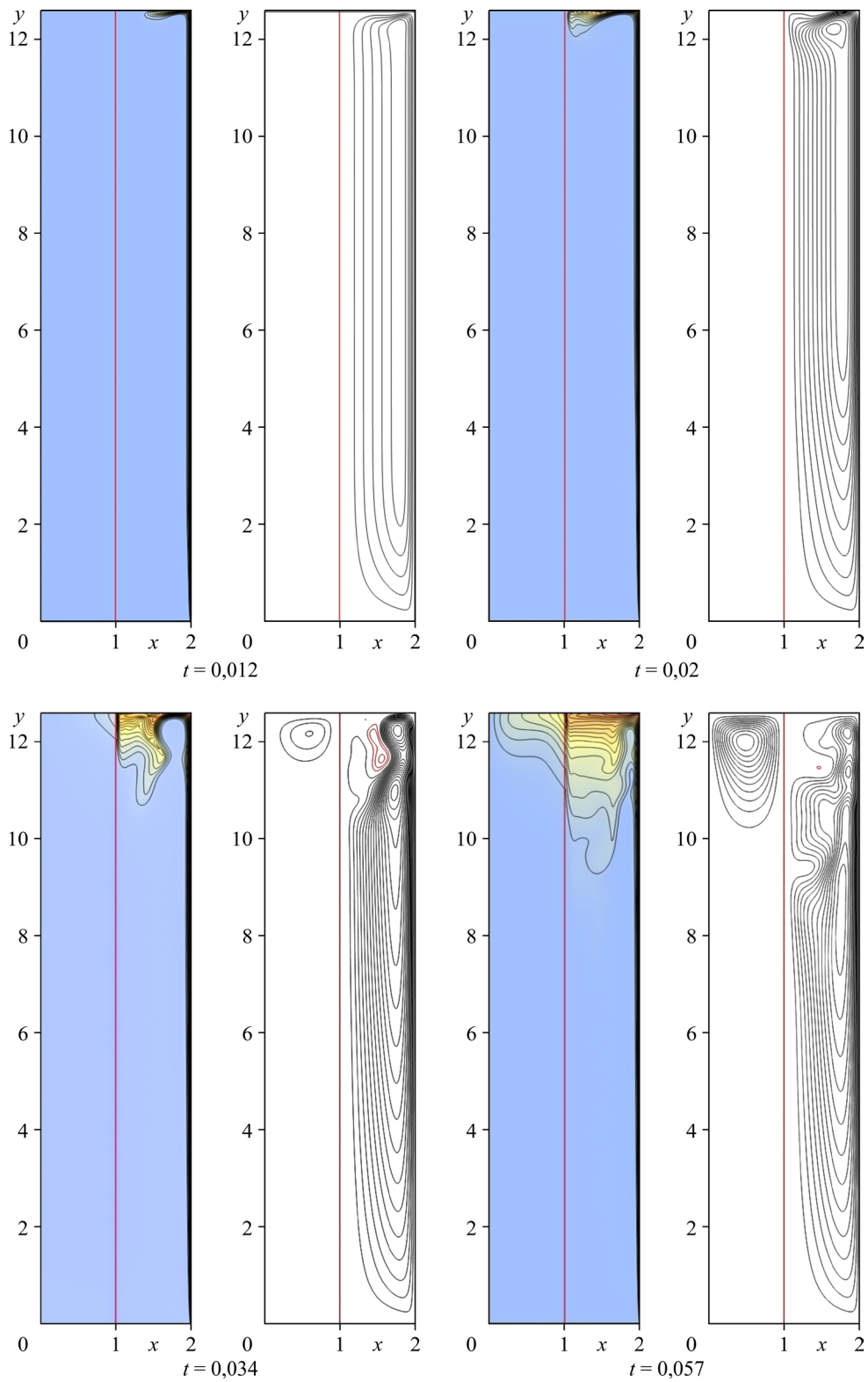
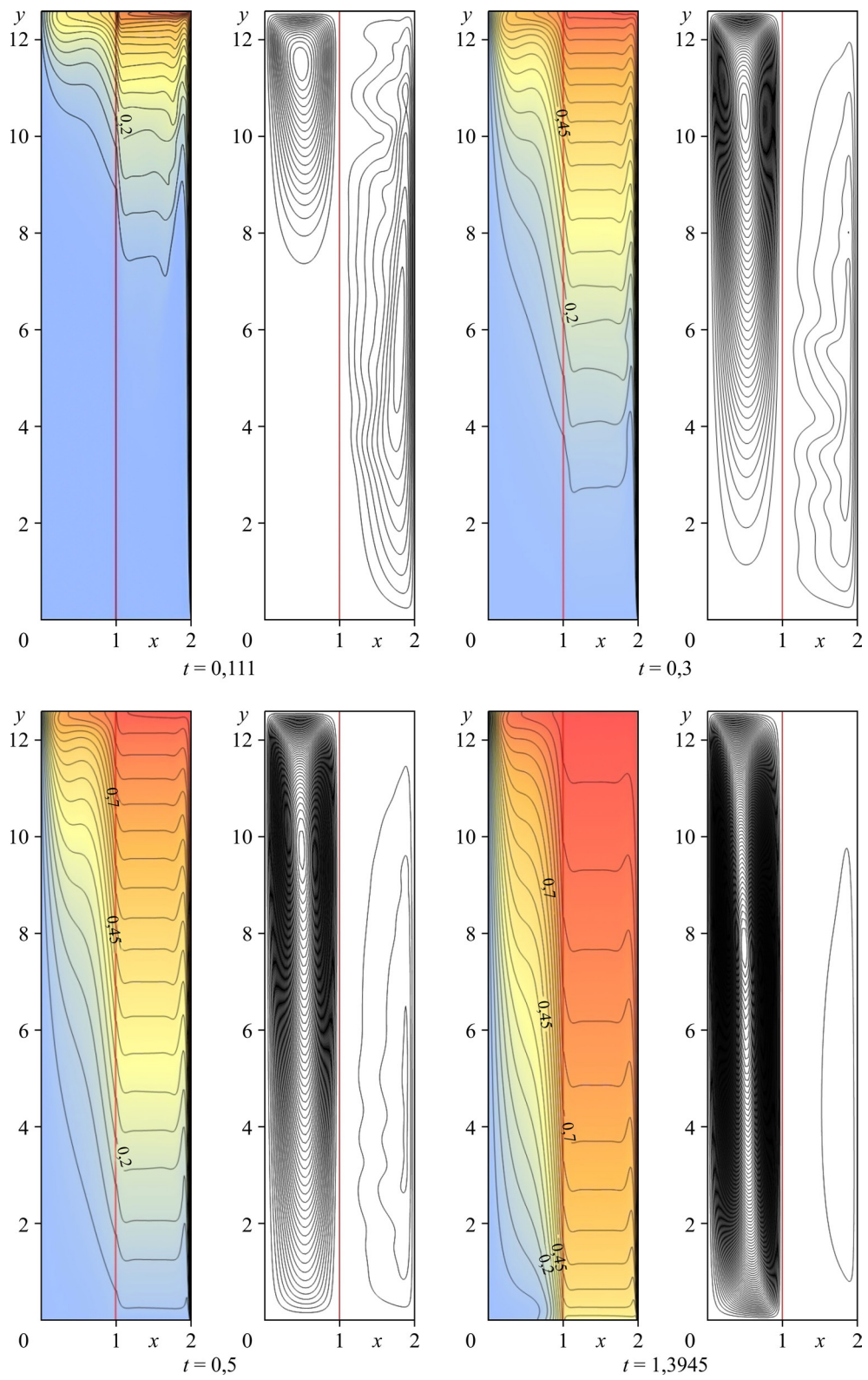


Рис. 3. Поля изотерм (слева) и изолиний функции тока (справа)



Продолжение рис. 3.

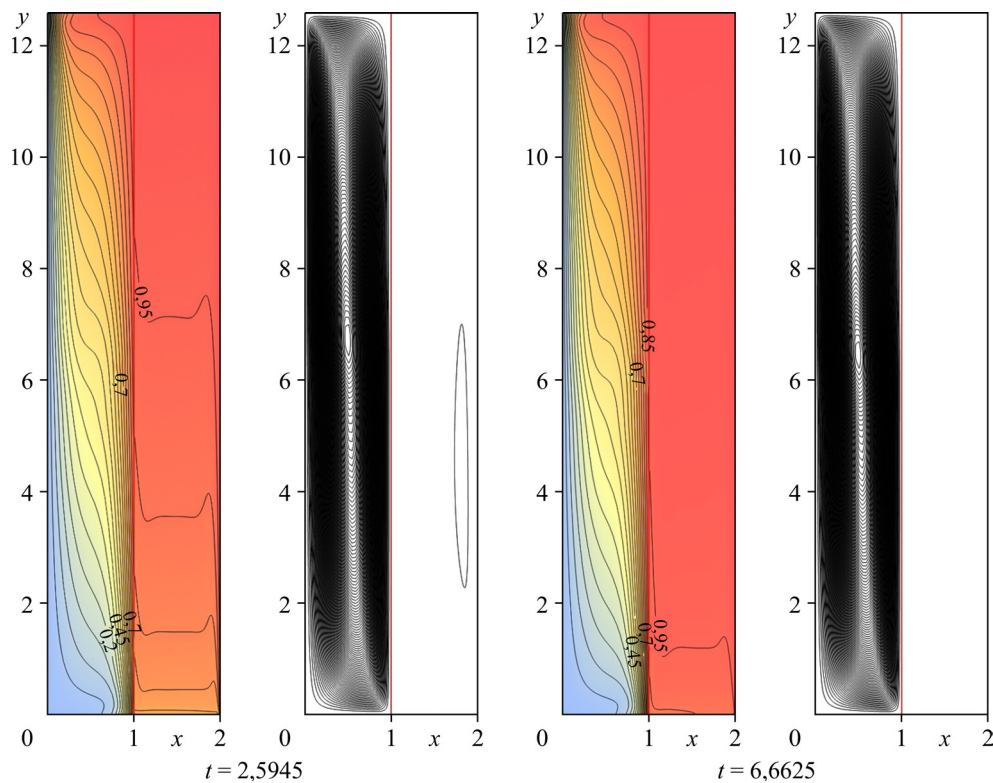
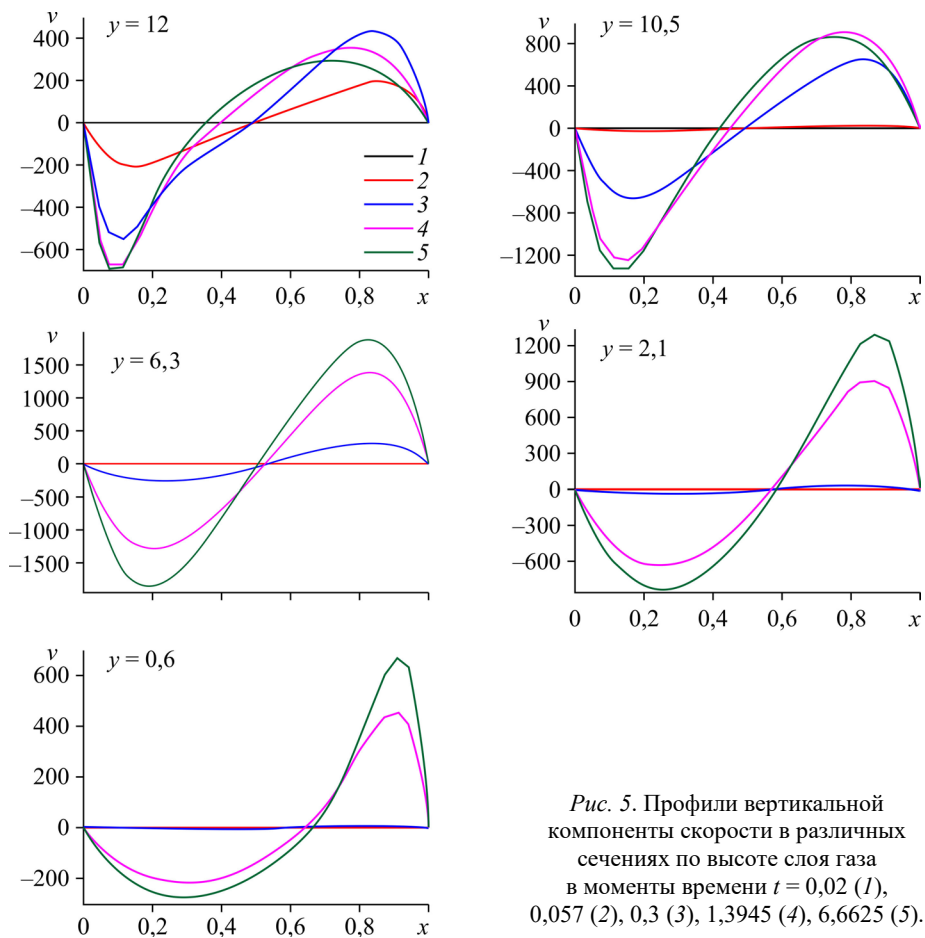


Рис. 4. Поля изотерм (слева) и изолиний функции тока (справа).

На следующем этапе в верхней части слоя жидкости накапливается нагретая жидкость и начинает формироваться устойчиво стратифицированное ядро, нижняя граница которого постепенно смещается к дну полости ($0,057 \leq t \leq 1,3945$). В промежутке времени от $t = 2,5945$ до $t = 6,6625$ верхняя часть слоя жидкости приобретает температуру, практически равную температуре нагретой стенки. В этом промежутке времени большая часть заданного перепада температуры между внешними границами все в большей мере устанавливается между границами газовой прослойки.

Эволюция пространственной формы течения в слоях жидкости и газа также представлена на рис. 3, 4. Поля температуры и скорости в режимах термогравитационной конвекции жестко коррелированы. По мере формирования устойчиво стратифицированного ядра в слое жидкости оно оказывает все более ощутимое влияние на форму течения и его интенсивность. Развитие гидродинамических и тепловых пограничных слоев на вертикальных стенках показано на рис. 5–7. Здесь приведены профили вертикальной компоненты скорости и распределения температуры от горячей стенки до холодной на нескольких уровнях по высоте слоя в те же моменты времени, что и на рис. 3, 4. На рис. 7 видно, как вначале растет амплитуда скорости вниз по потоку на правой нагреваемой стенке, а по мере формирования нагретого устойчиво стратифицированного ядра амплитуда скорости снижается, и течение практически затухает. В процессе прогрева перегородки сверху вниз течение постепенно охватывает весь слой газа, начиная с его верхней части (рис. 5). Между вертикальными стенками, ограничивающими слой газа, эффективно действующий перепад температуры постепенно растет до какого-то момента времени (рис. 6). Соответственно растет интенсивность течения. Затем по мере формирования



ядра с устойчивой стратификацией слоя газа амплитуда скорости в верхней части слоя падает, но остается высокой в нижней части.

Процесс формирования устойчивой стратификации в ядрах слоев жидкости и газа отображают распределения температуры по высоте слоев в центральных сечениях на рис. 8. На рис. 8с видно, как слой жидкости постепенно становится слабо стратифицированным, почти изотермическим. В ядре слоя газа (рис. 8а) постепенно устанавливается практически линейное распределение температуры по высоте слоя.

Процесс формирования устойчиво стратифицированных ядер в слоях жидкости и газа отражается на распределениях температуры по высоте перегородки в центральном сечении по ее толщине (рис. 8b). На поле температуры в перегородке влияет натекание потока нагретой жидкости в верхней части слоя (рис. 9). В начальные моменты времени вследствие натекания компактной струи нагретой жидкости наблюдается тепловой удар (кривая 1, рис. 9b). В результате в перегородке возникают существенные градиенты температуры (рис. 10), по которым можно рассчитать термические напряжения.

На рис. 9 можно отметить еще одну особенность. При формировании устойчивой стратификации в ядре и при наличии бокового подогрева возникают вторичные течения — вытянутые по горизонтали ячейки. Они являются низкоскоростными и оказывают относительно слабое влияние на поля температуры в перегородке (рис. 10, кривые 3).

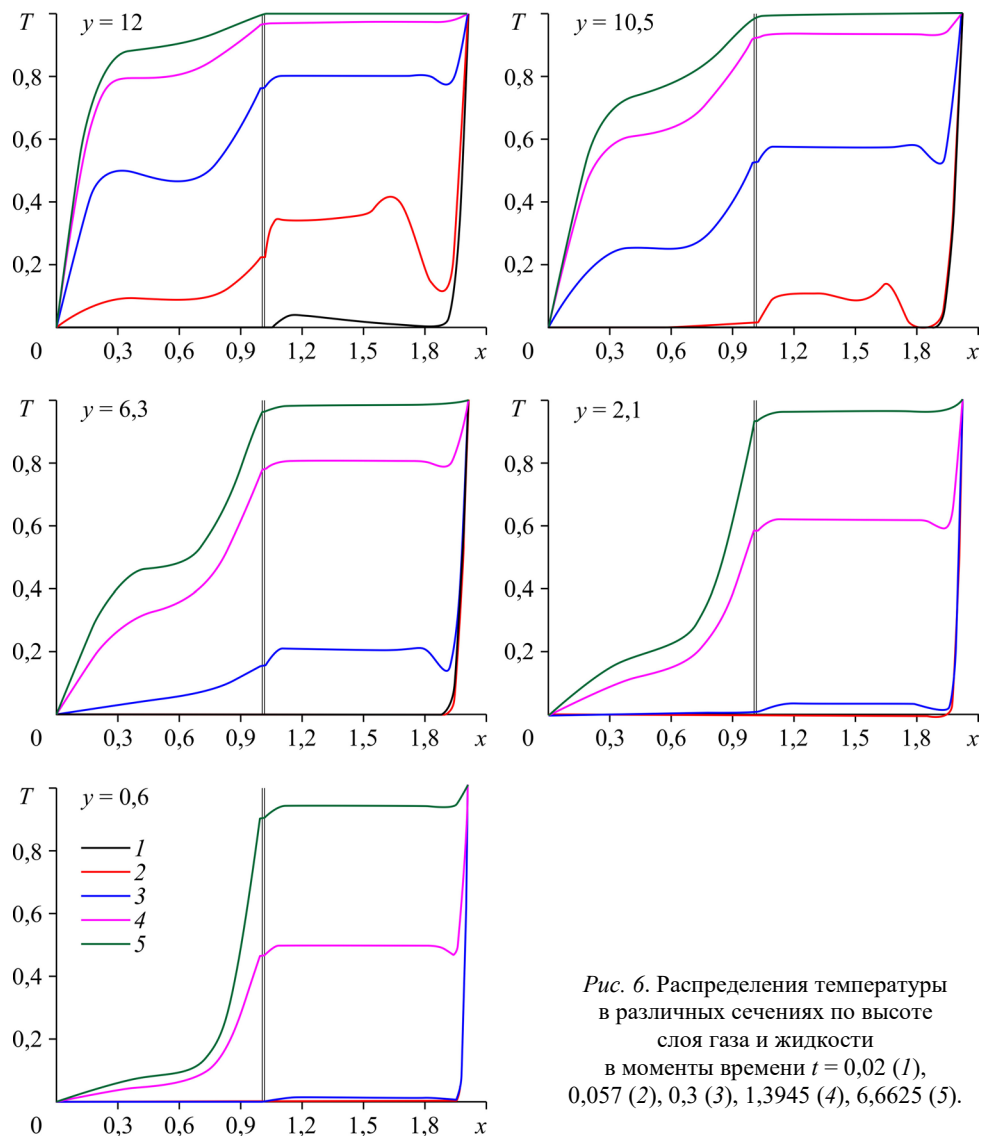


Рис. 6. Распределения температуры в различных сечениях по высоте слоя газа и жидкости в моменты времени $t = 0,02$ (1), 0,057 (2), 0,3 (3), 1,3945 (4), 6,6625 (5).

На рис. 11 показаны зависимости интегрального потока тепла в размерном виде (при относительном размере области $H/L = 12,6$). При толщине слоя жидкости 60 мм и высоте 756 мм значению числа Грасгофа 10^6 соответствует характерный перепад температуры $\Delta T = 0,99$ К. Поток тепла рассчитан при ширине полосы 60 мм по трансверсальной координате. В момент времени $t = 6,662$ значения теплового потока равны 0,03691 и 0,04059 Вт на холодной и горячей стенках соответственно.

Зависимость теплового потока от времени качественно соответствует сценарию развития конвективного течения и зависимостям от времени характеристик полей скорости и температуры. Данные на рис. 11 получены в результате интегрирования распределений локальных тепловых потоков на рабочих поверхностях стенок S_1 и S_2 . В безразмерном виде эти распределения представлены на рис. 12.

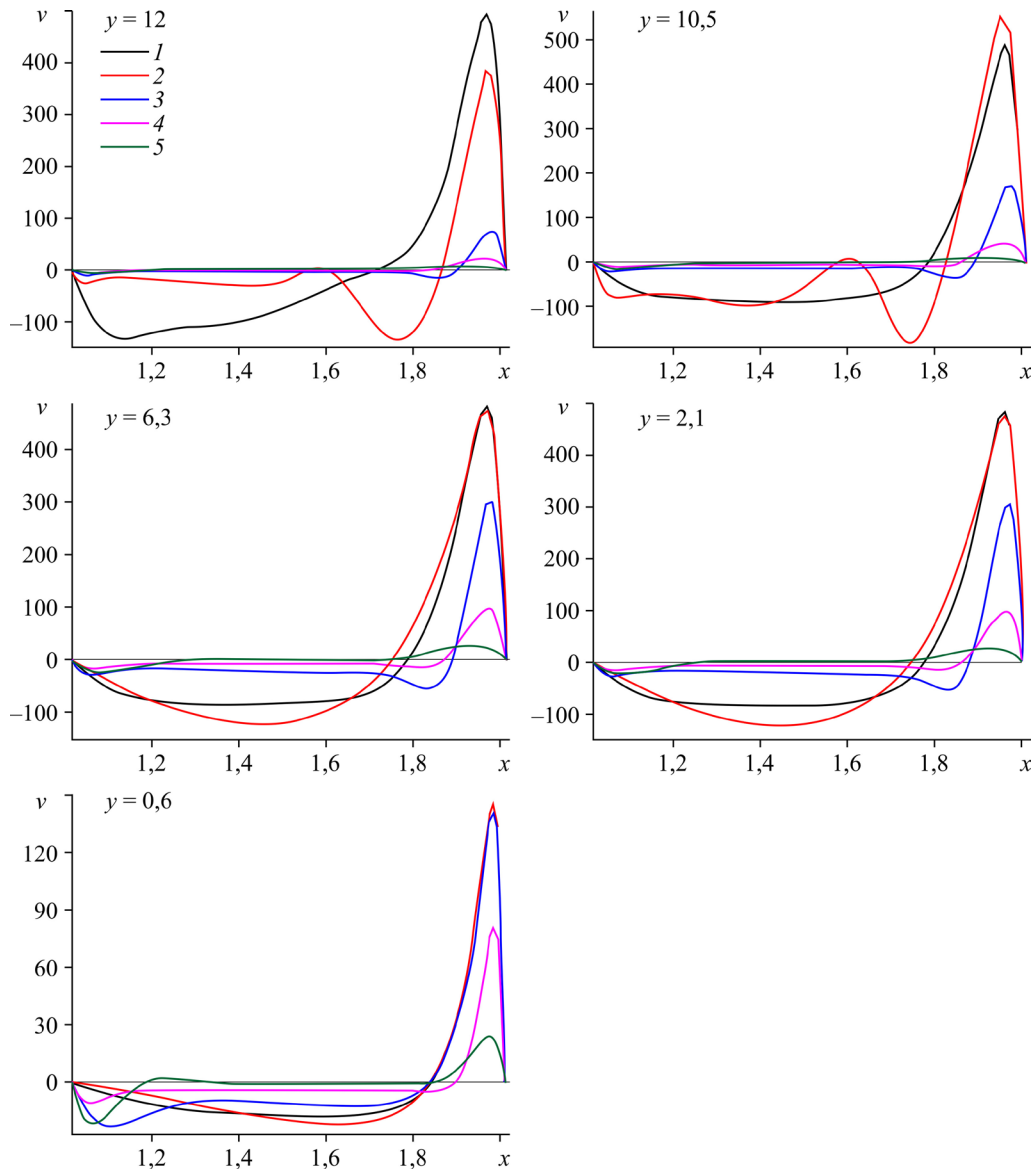


Рис. 7. Профили вертикальной компоненты скорости в различных сечениях по высоте слоя жидкости в моменты времени $t = 0,02$ (1), $0,057$ (2), $0,3$ (3), $1,3945$ (4), $6,6625$ (5).

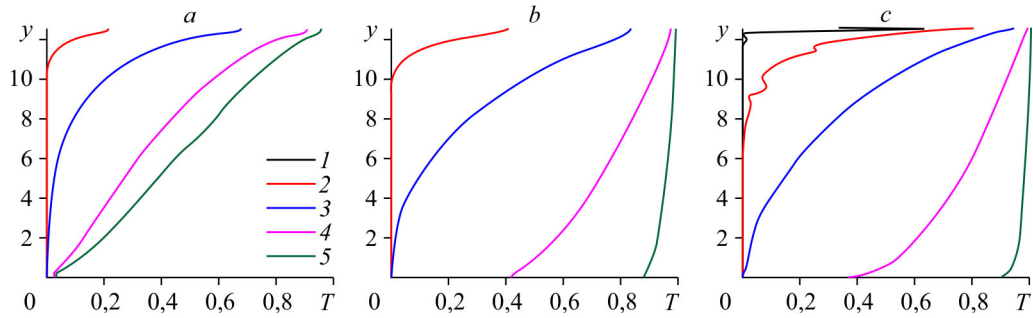


Рис. 8. Распределения температуры по высоте слоя газа (a), перегородки (b) и слоя жидкости (c) в различных сечениях по координате x в моменты времени $t = 0,02$ (1), 0,057 (2), 0,3 (3), 1,3945 (4), 6,6625 (5).
 $x = 0,5$ (a), 1,0075 (b), 1,515 (c).

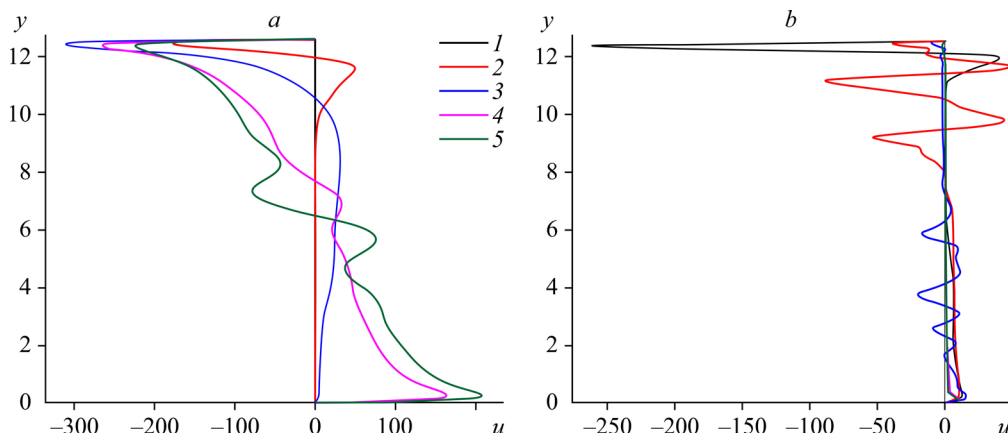


Рис. 9. Профили горизонтальной компоненты скорости в центральных сечениях по координате x слоев газа (a) и жидкости (b) в моменты времени $t = 0,02$ (1), 0,057 (2), 0,3 (3), 1,3945 (4), 6,6625 (5).
 $x = 0,5$ (a), 1,515 (b).

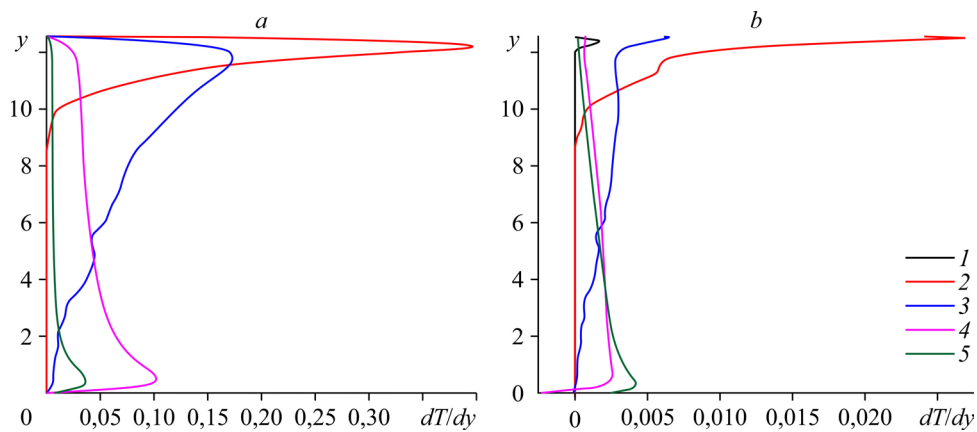


Рис. 10. Распределения градиентов температуры по высоте перегородки (a) и по толщине (b) в центральном сечении $x = 1,0075$ в моменты времени $t = 0,02$ (1), 0,057 (2), 0,3 (3), 1,3945 (4), 6,6625 (5).

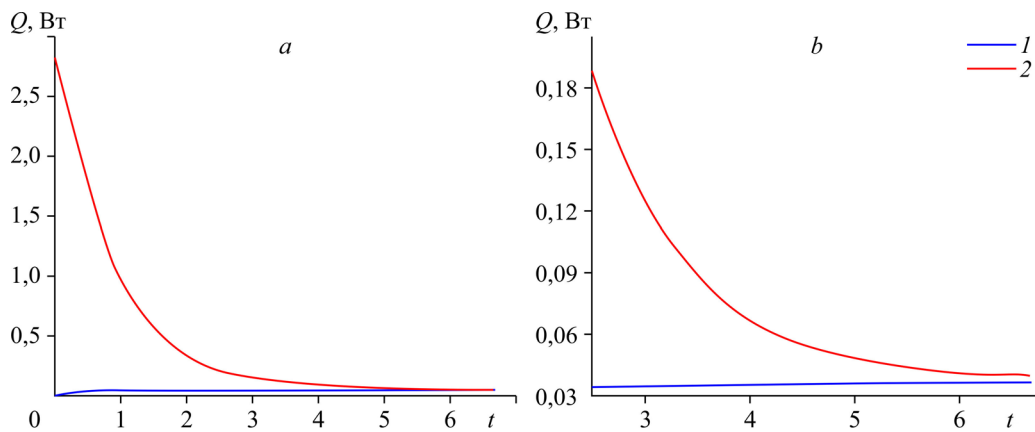


Рис. 11. Зависимость интегрального теплового потока от времени на вертикальных границах, начиная с моментов времени $t = 0,032$ (a) и $t = 2,5$ (b).
Границы: 1 — левая, 2 — правая.

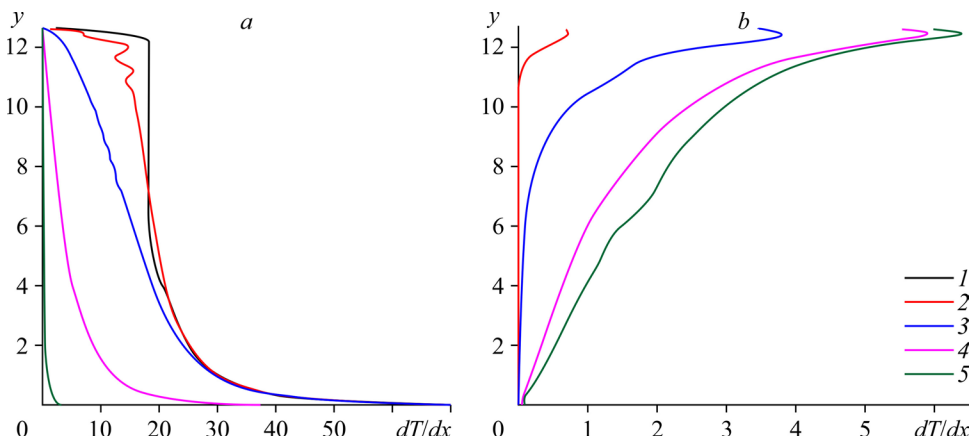


Рис. 12. Распределения градиентов температуры на поверхностях правой (a) и левой (b) стенок в моменты времени $t = 0,02$ (1), $0,057$ (2), $0,3$ (3), $1,3945$ (4), $6,6625$ (5).
Распределение dT/dx в спирте в сечении $x = 2,015$ (a) и в воздухе в сечении $x = 0$ (b).

Заключение

Численно исследовано развитие конвективного течения после внезапного нагрева вертикальной стенки, ограничивающей сбоку слой этилового спирта, в системе, состоящей из вертикальных слоев спирта и воздуха, разделенных тонкой металлической перегородкой. Изучено развитие нестационарных гидродинамических и тепловых пограничных слоев на всех четырех вертикальных стенках. Особенности развития пространственной формы течения и нестационарного сопряженного конвективного теплообмена между слоями жидкости и газа существенно влияют на нестационарные поля температуры и градиентов температуры в тонкой металлической перегородке. Максимальные градиенты температуры в перегородке возникают на начальной стадии развития течения.

Список литературы

1. Белов В.К., Белов В.В. Прочность и устойчивость ракетных и авиационных конструкций при термическом нагружении. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2011. 491 с.
2. Забродин В.С. Температурные поля в конструкции летательных аппаратов. Методы расчета. М.: Машиностроение, 1978. 184 с.

3. Бердников В.С., Гришков В.А. Структура течения и теплообмен в вертикальных слоях жидкости в режимах термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции // Сб. тр. Всеросс. конф. по аэродинамике летательных аппаратов и прочности авиационных конструкций. СибНИА, 17–19 июня 2008, Новосибирск, 2009. С. 124–131.
4. Бердников В.С., Гапонов В.А., Гришков В.А., Лиханский П.М., Марков В.А. Влияние нестационарной тепловой гравитационно-капиллярной конвекции на распределение температуры в тонкой вертикальной стенке // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 2. С. 197–208.
5. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
6. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
7. Гебхарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен. В 2-х кн. Пер. с англ. Кн. 1. М.: Мир, 1991. 678 с.
8. Полежаев В.И. Нестационарная ламинарная тепловая конвекция в замкнутой области при заданном потоке тепла // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1970. № 4. С. 109–117.
9. Полежаев В.И. Конвективное взаимодействие в цилиндрическом сосуде, частично заполненном жидкостью, при подводе тепла к боковой и свободной поверхностям и дну // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1983, № 4. С. 77–88.
10. Черкасов С.Г. Естественная конвекция в вертикальном цилиндрическом сосуде при подводе тепла к боковой и свободной поверхности // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1984. № 6. С. 51–56.
11. Черкасов С.Г. Квазистационарный режим естественной конвекции в вертикальном цилиндрическом сосуде // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1986. № 1. С. 146–152.
12. Моисеева Л.А., Черкасов С.Г. Теоретические исследования влияния теплопроводности стенки на процессы свободноконвективного теплообмена в вертикальной цилиндрической емкости // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40, № 3. С. 485–493.
13. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
14. Иванов Г.Н. Тепловые свойства веществ: справочная таблица. М.: ЦНИИатоминформ, 1979. 173 с.

*Поступила в редакцию 1 октября 2019 г.,
после доработки — 31 октября 2019 г.,
принята к публикации 6 ноября 2019 г.,
после дополнительной доработки — 5 августа 2020 г.*