

В. С. Бердников, К. А. Митин, А. В. Митина

*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия*

*Новосибирский государственный технический университет
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073, Россия*

berdnikov@itp.nsc.ru

ВЛИЯНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО РАЗМЕРА U-ОБРАЗНОГО КРЕМНИЕВОГО СТЕРЖНЯ НА СОПРЯЖЕННЫЙ ТЕПЛООБМЕН В РЕЖИМЕ ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ ГАЗА *

Численно в трехмерной постановке исследовано влияние на сопряженный свободно-конвективный теплообмен относительного поперечного сечения разогреваемого за счет пропускания электрического тока U-образного кремниевого стержня, помещенного в заполненный газом прямоугольный контейнер с изотермическими холодными стенками. Методом конечных элементов решены уравнения термогравитационной конвекции в приближении Буссинеска в переменных температуры, вихря и векторного потенциала скорости. Изучена пространственная форма конвективных течений и поля температуры в газе и в твердом теле. Показано, что с ростом площади поперечного сечения стержня значительно меняется пространственная форма и резко падает интенсивность конвективных течений. Что оказывает существенное влияние на поле температуры внутри U-образного стержня.

Ключевые слова: сопряженный теплообмен, свободная (термогравитационная) конвекция, CVD, поликремний, численное моделирование, 3D-моделирование, МКЭ.

Введение

Поликристаллический кремний используют в качестве основного материала в силовой электронике, солнечной энергетике и при производстве монокристаллического электронного кремния. В промышленном производстве поликремния наибольшее распространение получил Siemens-процесс [1–3]. Оптимизация технологии новых производств является актуальной и важной задачей, которая сводится к необходимости обеспечить высокую степень изотермичности разогреваемого электрическим током кремниевого стержня. На разогретом до вы-

сокой температуры вертикальном стержне при малых скоростях продувки газа через реактор развивается свободно-конвективный пограничный слой [4–7]. При увеличении массового расхода исходных газов через реактор теплообмен происходит в режимах смешанной или вынужденной конвекции [6; 8]. Полного подавления влияния сил плавучести в данной технологии добиться практически невозможно. В рассматриваемом классе задач процессы тепло- и массообмена необходимо рассматривать в сопряженной постановке. В полной постановке задачи они практически не могут быть решены, поскольку требуется учет

* Работа выполнена при поддержке СО РАН (проект Ш.18.2.5, гос. рег. 01201350443) и РФФИ (грант № 15-08-07991а).

Бердников В. С., Митин К. А., Митина А. В. Влияние относительного размера U-образного кремниевого стержня на сопряженный теплообмен в режиме термогравитационной конвекции газа // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2015. Т. 10, вып. 3. С. 76–88.

свойств реальной смеси газов при наличии химических реакций и радиационно-конвективного теплообмена.

В стержнях и в массивных телах произвольной формы, разогреваемых электрическим током [9; 10], поле температуры определяется радиационно-конвективной теплоотдачей с поверхности и перетечками тепла в стержне за счет теплопроводности. Сопряженный теплообмен разогреваемых электрическим током массивных тел с окружающей средой до настоящего времени практически не исследован. В [9; 10] определены поля температуры в проволоках и цилиндрических бесконечно длинных телах или в тонких оболочках.

В предыдущей нашей работе [11] в качестве первого шага была рассмотрена задача сопряженного конвективного теплообмена одиночного U-образного стержня с квадратным поперечным сечением аналогично схеме простейшего реактора, на котором отработывалась технология [1]. Один U-образный стержень находится в прямоугольном контейнере с холодными изотермическими стенками. Было показано, что структура конвективных течений имеет трехмерный характер и в системе возникают закрученные потоки. Показано, что локальные особенности течения и конвективного теплообмена оказывают значительное влияние на поле температуры в U-образном теле: поля температуры и градиентов температуры в кристалле трехмерные и пространственно неоднородны. Максимальные локальные градиенты температуры сосредоточены в зонах сочленения горизонтальных перемычек с вертикальными стержнями и верхней части вертикальных стержней.

В процессе осаждения кремния увеличиваются площадь поперечного сечения и площадь поверхности кремниевого стержня. Это ведет к загромождению внутреннего объема реактора и изменению пространственной формы и интенсивности конвективных течений. Внутри стержня вырастают радиальные градиенты температуры [12]. Это не только ограничивает максимальный радиус получаемых стержней (порядка 150 мм), но и провоцирует существенные внутренние механические напряжения в объеме стержня, что может приводить к разрушению U-образного стержня в процессе роста или при остывании на завершающей стадии процесса.

Отсюда следует постановка задачи в данной работе. В качестве следующего шага рассмотрено влияние на сопряженный свободно-конвективный теплообмен относительного размера поперечного сечения разогреваемого за счет пропускания электрического тока одиночного U-образного кремниевого стержня, помещенного в прямоугольный заполненный газом контейнер с изотермическими холодными стенками.

Постановка задачи

Для реакторов водородного восстановления на начальном этапе технологического процесса характерна U-образная форма кремниевых стержней-основ с квадратным поперечным сечением. Как правило, в современных реакторах стержни расположены с азимутально-радиальной симметрией. Подобная геометрия области требует трудоемких расчетов. Поэтому рассмотрим упрощенную трехмерную постановку задачи. Рассмотрим теплоотдачу от одного U-образного стержня в режиме термогравитационной конвекции. В качестве расчетной области возьмем прямоугольный контейнер со стержнем квадратного сечения, разогреваемым электрическим током. Расчетная область (рис. 1) состоит из U-образного стержня 1 и ростовой камеры 2, заполненной газом. Граница 3 – торцы кристалла. Граница 4 – слой диэлектрика между кристаллом и стенками ростовой камеры. Граница 5 – стенки-образующие U-образного

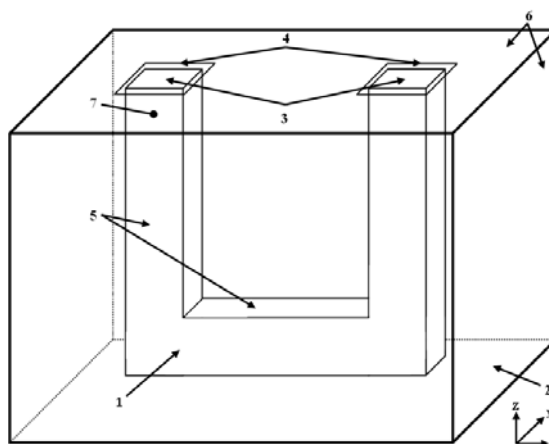


Рис. 1. Схема расчетной области

стержня различного пространственного расположения. Границы δ – изотермические холодные стенки ростовой камеры. Задача решалась в безразмерном виде, в качестве масштаба геометрических размеров выбрано расстояние между центрами вертикальных стержней U-образного тела L . Для скорости использован масштаб v/L , где v – кинематическая вязкость газа. Масштаб температуры – $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$, где T_{\max} и T_{\min} – температуры на горячей и холодной стенках соответственно. Передняя грань U-образного тела расположена в безразмерном сечении $y = 0,5$. Задняя грань – в безразмерном сечении $y = 0,7$. Левая и правая внешние боковые грани расположены в безразмерных сечениях $x = 0,5$ и $x = 1,7$ соответственно. Левая и правая внутренние грани – в безразмерных сечениях $x = 0,7$ и $x = 1,5$ соответственно. Верхняя и нижняя грани перемычки находятся в безразмерном сечении $z = 0,7$ и $z = 0,5$ соответственно. Постоянная температура поддерживается в точке 7, которая находится на грани zy . Ее фиксированные безразмерные координаты $z = 2,0$ и $y = 0,6$.

Процесс сопряженного конвективного теплообмена в режиме термогравитационной конвекции газа описывается безразмерной системой уравнений Навье – Стокса в приближении Буссинеска, которая записана в терминах температуры, векторного потенциала поля скорости и вихря скорости с учетом внутренних источников тепла в твердом теле:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{V} \cdot \nabla T = \text{Pr}^{-1} \Delta T + \\ \quad + R^2 \cdot Q \cdot (\text{Pr} \cdot \lambda_{cr} \cdot (T_{\max} - T_{\min})), \\ -\sigma \cdot R^{-2} \Delta F = 0, \\ -\nabla \times [\bar{V} \times \bar{\omega}] = \\ \quad = \nabla \times [\nabla \times \bar{\omega}] + Gr [\nabla \times (T \cdot \bar{g})], \\ -\Delta \psi_x = \omega_x, \quad -\Delta \psi_y = \omega_y, \\ \quad -\Delta \psi_z = \omega_z, \quad \bar{V} = \nabla \times \bar{\psi}. \end{array} \right.$$

Здесь F – размерный потенциал электрического поля в кристалле, T – безразмерная температура, ω – безразмерный вихрь скорости, ψ – безразмерный векторный потенциал поля скорости. Пространственные координаты: x , y и z . $Q = U^2 / R(T)$ – объемная плотность выделяемого тепла при пропускании постоянного электрического тока по стержню с единицами измерения $[\text{Вт}/\text{м}^3]$,

где U – локальное падение напряжения (вычисляется как разность потенциалов), $R(T)$ – сопротивление кремния, зависящее от температуры: $R(T) = \sigma(T)^{-1}$, $\sigma(T) = \sigma_0 \cdot \exp(-\Delta E_g / (2 \cdot k \cdot T))$. $\Delta E_g = 1,13$ эВ – ширина запрещенной зоны (является функцией температуры, и выше 250 К справедливо линейное приближение $\Delta E_g = 1,205 - 2,84 \cdot 10^{-4} \cdot T$ [эВ]); σ_0 – собственная электропроводность, обратная собственному удельному сопротивлению (для высокочистого кремния при температуре 20 °C $\rho = 2 \cdot 10^3$ Ом·м); $k = 8,617343(15) \cdot 10^{-5}$ эВ – постоянная Больцмана. В расчетах принято, что $R(T) = \exp(1,13 / (17,24 \cdot 10^{-5} \cdot T)) / (1,027 \cdot 10^6)$ – локальное сопротивление стержня кремния, зависящее от температуры в стержне [13].

Торцы поликристалла теплоизолированы: $\partial T / \partial n|_{\Gamma_3} = 0$. Начальные значения для потенциала на левом торце стержня $F|_{\Gamma_3} = 0$, на правом торце $F|_{\Gamma_3} = \Phi_n$. Диэлектрик теплоизолирован, на нем заданы краевые условия непротекания и прилипания для скорости и нулевые для потенциала:

$$\begin{aligned} \omega_x|_{\Gamma_4} &= (\partial V_z / \partial y - \partial V_y / \partial z)|_{\Gamma_4}, \\ \omega_y|_{\Gamma_4} &= (\partial V_x / \partial z - \partial V_z / \partial x)|_{\Gamma_4}, \\ \omega_z|_{\Gamma_4} &= (\partial V_y / \partial x - \partial V_x / \partial y)|_{\Gamma_4}, \\ \partial T / \partial n|_{\Gamma_4} &= 0, \quad \psi|_{\Gamma_4} = 0, \quad F|_{\Gamma_4} = 0. \end{aligned}$$

Стенки корпуса ростовой камеры изотермически холодные, на них заданы условия непротекания и прилипания для скорости и учитывается отсутствие потенциала:

$$\begin{aligned} \omega_x|_{\Gamma_6} &= (\partial V_z / \partial y - \partial V_y / \partial z)|_{\Gamma_6}, \\ \omega_y|_{\Gamma_6} &= (\partial V_x / \partial z - \partial V_z / \partial x)|_{\Gamma_6}, \\ \omega_z|_{\Gamma_6} &= (\partial V_y / \partial x - \partial V_x / \partial y)|_{\Gamma_6}, \\ T|_{\Gamma_6} &= 0, \quad \psi|_{\Gamma_6} = 0, \quad F|_{\Gamma_6} = 0. \end{aligned}$$

На стенках поликристалла заданы краевые условия непротекания и прилипания:

$$\begin{aligned} \omega_x|_{\Gamma_5} &= (\partial V_z / \partial y - \partial V_y / \partial z)|_{\Gamma_5}, \\ \omega_y|_{\Gamma_5} &= (\partial V_x / \partial z - \partial V_z / \partial x)|_{\Gamma_5}, \\ \omega_z|_{\Gamma_5} &= (\partial V_y / \partial x - \partial V_x / \partial y)|_{\Gamma_5}, \\ \psi|_{\Gamma_5} &= 0. \end{aligned}$$

Кроме того, для температуры и потенциала поставлены условия идеального контакта:

$$\begin{cases} -\frac{\lambda_s}{\lambda_g} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s-}} = -\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s+}}, \\ T \Big|_{\Gamma_{s-}} = T \Big|_{\Gamma_{s+}} \end{cases},$$

и

$$\begin{cases} -\sigma_s \frac{\partial F}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s-}} = -\sigma_g \frac{\partial F}{\partial n} \Big|_{\Gamma_{s+}}, \\ F \Big|_{\Gamma_{s-}} = F \Big|_{\Gamma_{s+}} \end{cases},$$

соответственно.

При проведении расчетов приняты число Прандтля $Pr = 0,68$ и число Грасгофа $Gr = 6800$. Для определения величин безразмерных параметров, таких как числа Грасгофа $Gr = (\beta g/v^2) \times \Delta T \times L^3$ и Прандтля $Pr = \nu/\alpha$, и относительных геометрических размеров использовались следующие постоянные значения физических параметров: ускорение свободного падения $g = 9,8 \text{ м/с}^2$; коэффициент объемного расширения газа (аргон) $\beta = 6,4 \cdot 10^{-4} [1/\text{K}]$; расстояние между центрами вертикальных стержней U-образного тела $L = 0,1 \text{ м}$; кинематическая вязкость газа $\nu = 2,54 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; теплопроводность газа аргона $\lambda_g = 5,83 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{K})$; теплопроводность кремния $\lambda_s = 26 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{K})$; температуропроводность газа $\alpha = 3,74 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$; температура в контрольной точке $T_{\max} = 1273 \text{ K}$; перепады температуры $\Delta T = 70 \text{ K}$.

Методом конечных элементов [14] решалась задача на установление. При решении использовалась равномерная кубическая конечно-элементная сетка с квадратичными базисными функциями. Значение вихря на твердых стенках вычислялось из значений компонент скорости с прошлой итерации.

При вычислении значений вихря и скорости использовался метод согласованных результатов [14], позволяющий с высокой точностью получать значения частных производных произвольного конечно-элементного решения. Размерность сетки составляла $89 \times 49 \times 89$ узлов.

Пакет программ был протестирован на модельной задаче – термогравитационной конвекции в замкнутом кубе, одна из вертикальных граней которого нагрета, противоположенная грань охлаждается. Остальные грани теплоизолированы. Совпали профили скорости и значения чисел Нуссельта во втором знаке после запятой с данными [15]. А также результаты моделирования ламинарно-турбулентного перехода в вертикальном слое жидкости, заключенном между вертикальными стенками конечной теплопроводности, нагретыми до разных температур в режиме сопряженного свободно-конвективного теплообмена [16], хорошо совпадают с данными физического эксперимента по структуре вторичного течения [7].

Результаты исследований

По мере увеличения поперечного сечения стержня растет степень загроможденности ростовой камеры твердым телом, уменьшаются газовые зазоры. Вслед за этим меняется пространственная форма конвективного течения и поля температуры в объеме кристалла и во всей области.

При всех рассмотренных размерах поперечного сечения стержня (рис. 2) в зазорах между холодными стенками корпуса и внешними стенками стержня устанавлива-

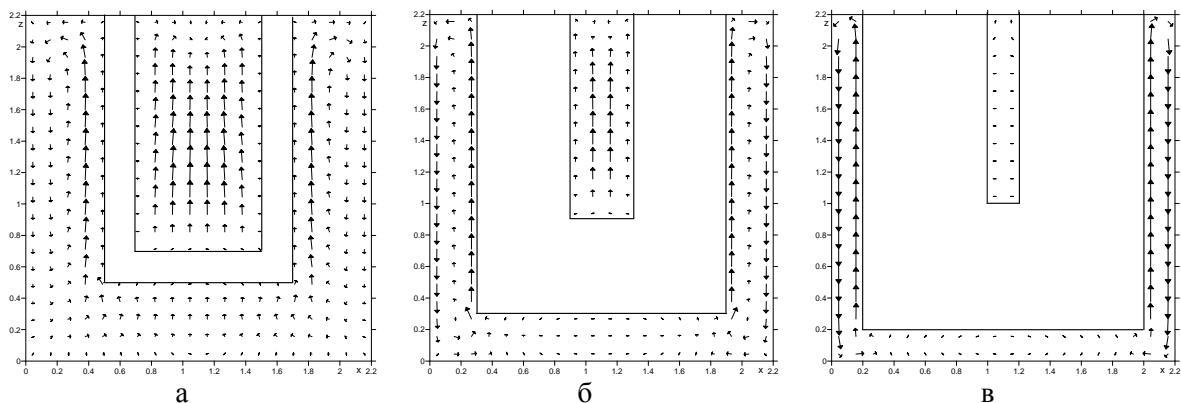


Рис. 2. Поля скорости в центральном сечении $y = 0,6$ при поперечных сечениях стержня:
а – $L = 0,1$; б – $L = 0,3$; в – $L = 0,4$

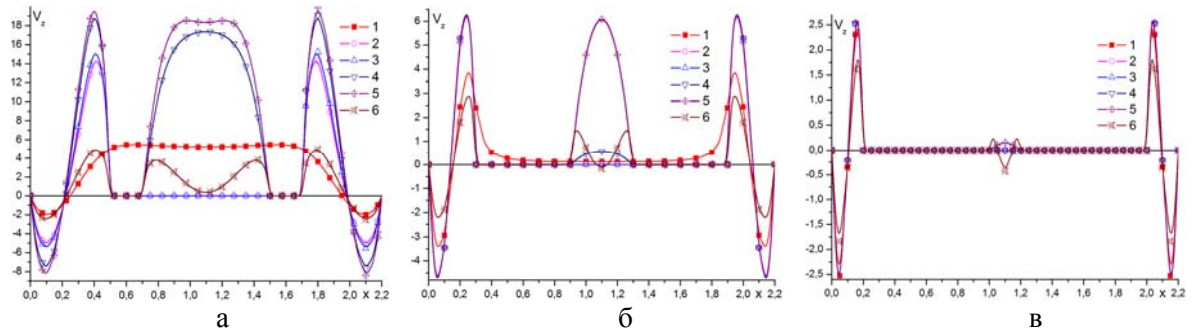


Рис. 3. Профили вертикальной компоненты скорости в центральном сечении $y = 0,6$ при поперечных сечениях стержня: $a - L = 0,1$; $б - L = 0,3$; $в - L = 0,4$ ($1 - z = 0,25$; $2 - z = 0,55$; $3 - z = 0,6$; $4 - z = 0,95$; $5 - z = 1,45$; $6 - z = 2,1$)

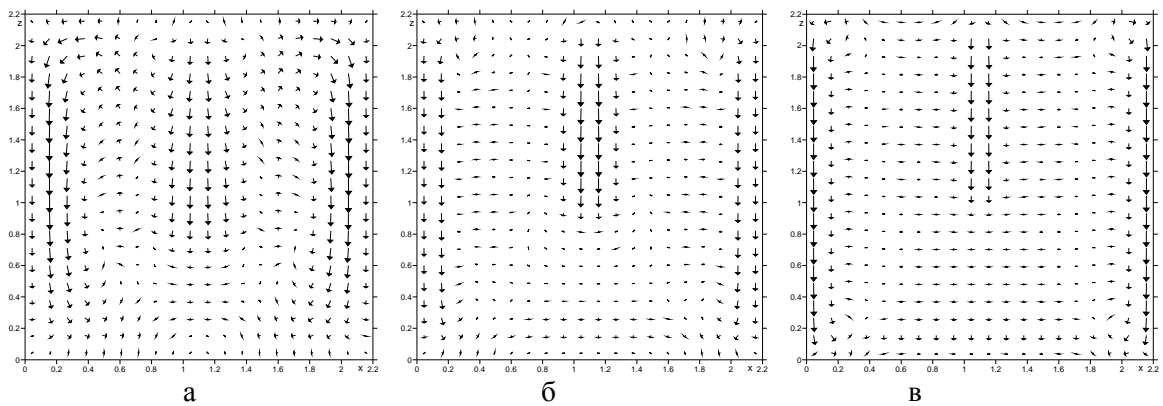


Рис. 4. Поля скорости в центральных сечениях по центру между лобовой стенкой и U-образным стержнем: $a - L = 0,1$ и $y = 0,25$; $б - L = 0,3$ и $y = 0,15$; $в - L = 0,4$ и $y = 0,1$

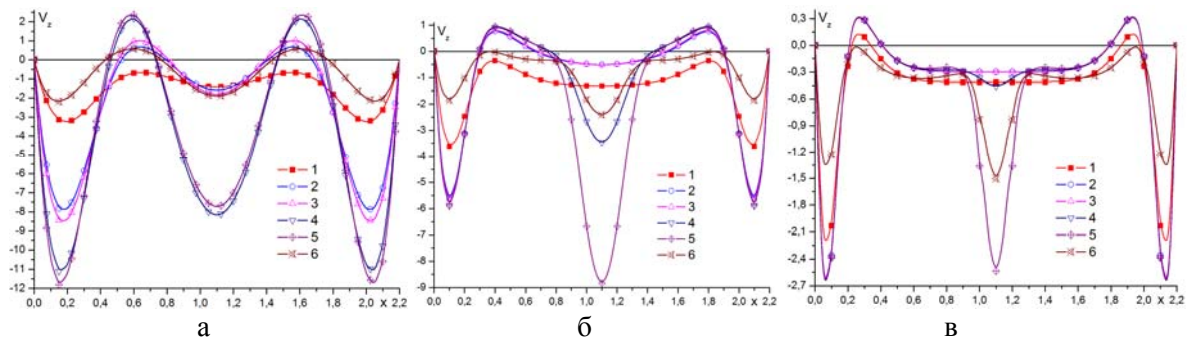


Рис. 5. Профили вертикальной компоненты скорости в сечениях: $a - L = 0,1$ и $y = 0,25$; $б - L = 0,3$ и $y = 0,15$; $в - L = 0,4$ и $y = 0,1$ ($1 - z = 0,25$; $2 - z = 0,55$; $3 - z = 0,6$; $4 - z = 0,95$; $5 - z = 1,45$; $6 - z = 2,1$)

ется общее циркуляционное течение. На горячих гранях U-образного тела формируются восходящие потоки, на холодных стенках корпуса формируются опускные потоки. При размерах поперечного сечения стержня $L = 0,1$ в зазоре между холодным дном камеры и нижней гранью горячей перемычки

образуется заметное восходящее течение. Появление восходящего течения обусловлено засасыванием газа из придонной области в восходящие течения на лобовой, задней и боковой поверхностях U-образного тела. При поперечных размерах $L = 0,1$ и $L = 0,3$ над горячей перемычкой формируется вос-

ходящая струя, которая практически отсутствует при размере $L = 0,4$. Это происходит в результате загромождения области разрастающимся U-образным стержнем, что приводит к сужению заполненных газом зазоров и образованию в них застойных зон.

Сравнительный анализ векторных полей скорости (см. рис. 2) и профилей вертикальной компоненты скорости (см. рис. 3) наглядно показывает процесс изменения пространственной формы конвективных течений с ростом сечения стержня. На рис. 3, в хорошо видно практически полное отсутствие восходящего течения над перемычкой при $L = 0,4$. С увеличением сечения стержня внутренние стенки U-образного тела практически смыкаются, ширина зазора между ними уменьшается. В результате газ, находящийся в этом зазоре, равномерно прогревается практически по всей высоте зазора, кроме области у холодной крышки корпуса, где формируется слабый опускной поток, обусловленный выхолаживанием газа на крышке корпуса. При $L = 0,1$ и $L = 0,3$ зазор между внутренними стенками U-образного тела, наоборот, еще достаточно большой, и в нем формируется восходящая струя, разогретого на перемычке газа. При этом вблизи холодной крышки корпуса восходящий поток значительно теряет свою интенсивность, но нисходящего течения не возникает. Кроме того, хорошо заметно отсутствие восходящего течения в придонной области под перемычкой при $L = 0,4$. При сечении $L = 0,1$ и $L = 0,3$, напротив, в придонной области под перемычкой формируется хорошо видимый восходящий поток, явно свидетельствующий о трехмерном характере течения.

По мере увеличения размера поперечного сечения U-образного стержня, заметно падает интенсивность и существенно изменяется пространственная форма конвективных течений. Практически выравнивается расход газа у горячих стенок и холодных стенок корпуса. Исчезает восходящий поток над перемычкой и восходящее течение в зазоре между холодным дном корпуса и разогретой перемычкой. Это явно свидетельствует о том, что по мере увеличения сечения стержня пространственная форма течения приобретает все более двухмерный характер.

На рис. 4 представлено векторное поле скорости в сечениях по y , соответствующих

половине расстояния от лобовой стенки до передней грани U-образного стержня. Интересной особенностью является то, что при всех размерах поперечного сечения стержня в центре области формируется опускной поток. При сечении стержня $L = 0,4$, в отличие от сечений $L = 0,1$ и $L = 0,3$, над перемычкой не формируется восходящее течение (см. рис. 3). Однако это не препятствует возникновению опускного потока по центру лобовой и задней холодных стенок корпуса.

Расход газа у внешних границ разогреваемого стержня (рис. 5) и у холодных стенок корпуса существенно отличается при всех размерах сечения стержня (в отличие от центрального сечения, см. рис. 3). При всех размерах поперечного сечения стержня пространственная форма течения все равно остается трехмерной.

На рис. 6 представлено векторное поле скорости в центральном сечении $x = 0,6$ при различных размерах поперечного сечения стержня. Основные особенности пространственной формы течения: интенсивный восходящий поток у стенок разогреваемого стержня, менее интенсивный опускной поток у холодных стенок корпуса и восходящие потоки от дна камеры до нижней грани U-образного тела.

По мере увеличения сечения стержня и роста загроможденности области интенсивность восходящих и нисходящих течений у вертикальных стенок выравнивается, а интенсивность восходящих течений от дна камеры к нижней грани U-образного тела резко падает.

По приведенным на рис. 7 данным виден процесс снижения интенсивности конвективных течений с ростом сечения стержня. Заметно изменение формы восходящего течения от дна камеры к нижней грани U-образного тела. При сечении стержня $L = 0,1$ максимум интенсивности восходящего течения в сечении $x = 0,6$ (аналогично сечению $y = 0,6$) расположен по центру дна, соответствующему центру стержня. При сечении $L = 0,3$ и $L = 0,4$ в сечении $x = 0,6$ уже два максимума интенсивности, которые по своему положению соответствуют кромкам нижней грани U-образного тела. Иначе говоря, профиль вертикальной компоненты скорости восходящего от дна камеры течения по мере загромождения области постепенно трансформируется от параболической формы в профиль с плоским фронтом. Более

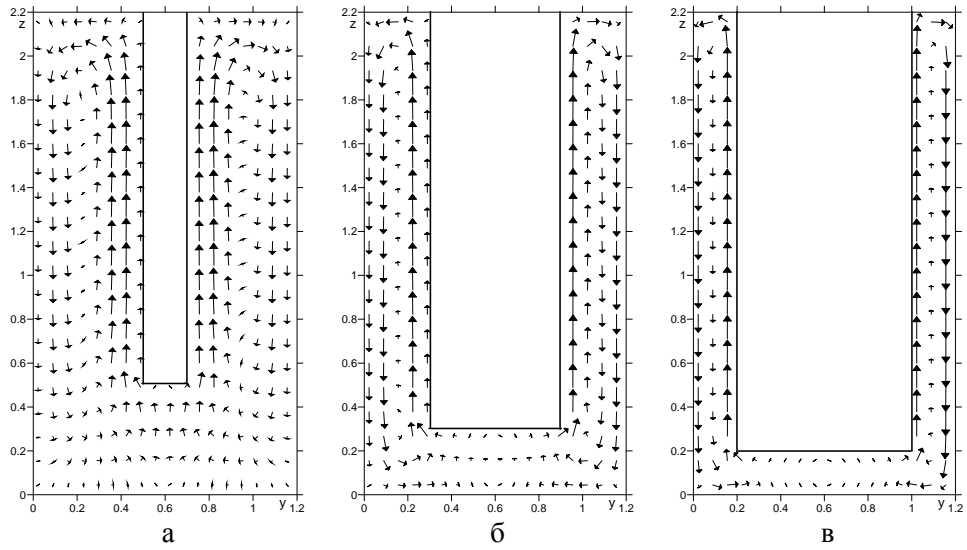


Рис. 6. Поля скорости в сечении $x = 0,6$ при сечении стержня:
 $a - L = 0,1$; $б - L = 0,3$; $в - L = 0,4$

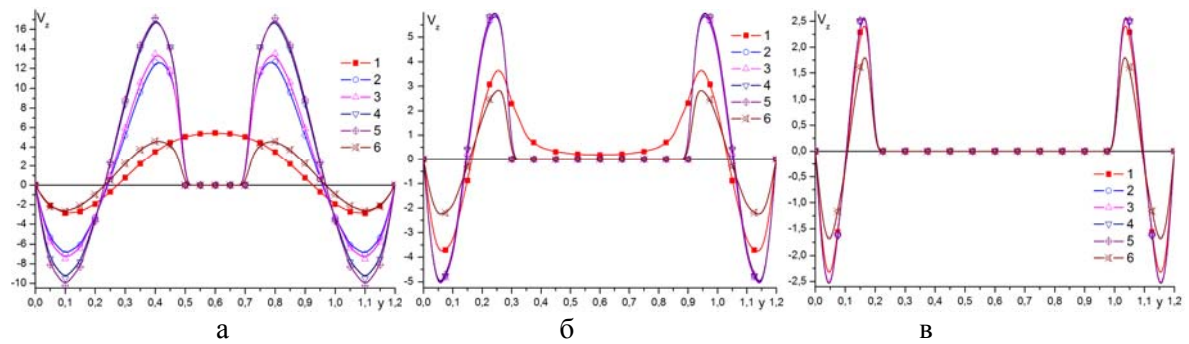


Рис. 7. Профили вертикальной компоненты скорости в сечении $x = 0,6$ при сечении стержня:
 $a - L = 0,1$; $б - L = 0,3$; $в - L = 0,4$ ($1 - z = 0,25$; $2 - z = 0,55$; $3 - z = 0,6$; $4 - z = 0,95$; $5 - z = 1,45$; $6 - z = 2,1$)

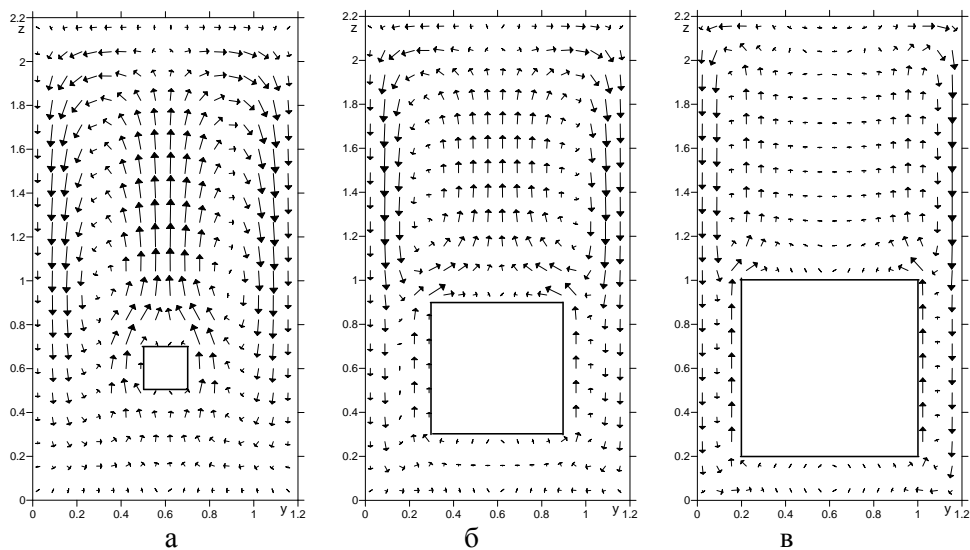


Рис. 8. Поля скорости в сечении $x = 1,1$ при поперечных сечениях стержня:
 $a - L = 0,1$ и $x = 0,25$; $б - L = 0,3$ и $x = 0,15$; $в - L = 0,4$ и $x = 0,1$

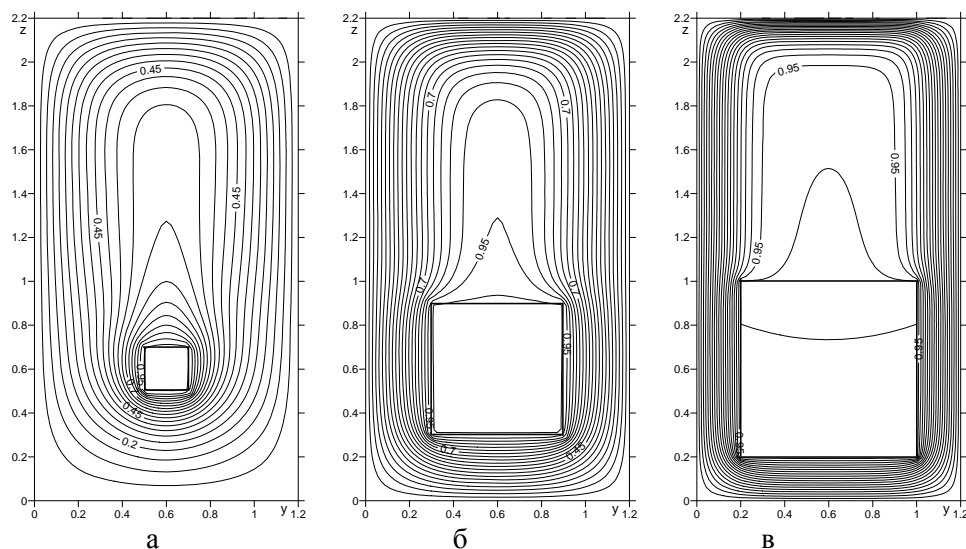


Рис. 9. Поля изотерм в сечении $x = 1,1$ при поперечных сечениях стержня: $a - L = 0,1$ и $x = 0,25$; $b - L = 0,3$ и $x = 0,15$; $в - L = 0,4$ и $x = 0,1$

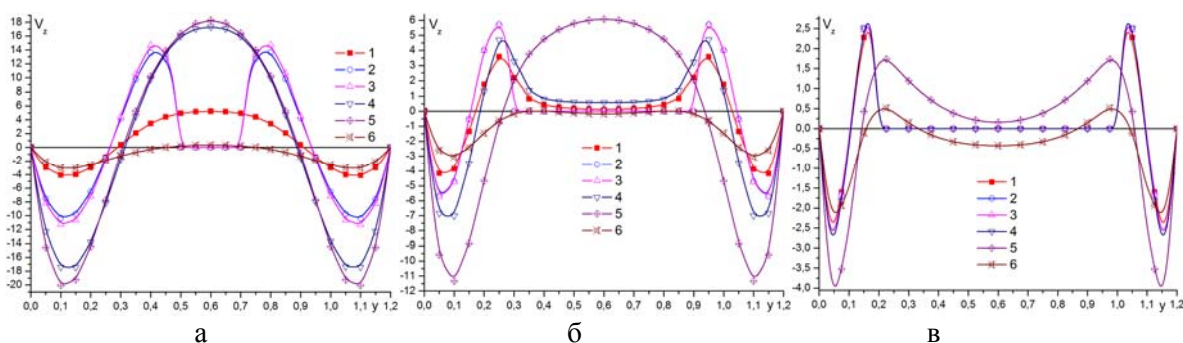


Рис. 10. Профили вертикальной компоненты скорости в сечении $x = 1,1$ при сечении стержня: $a - L = 0,1$; $b - L = 0,3$; $в - L = 0,4$ ($1 - z = 0,25$; $2 - z = 0,55$; $3 - z = 0,6$; $4 - z = 0,95$; $5 - z = 1,45$; $6 - z = 2,1$)

того, при сечении $L = 0,4$ в центре дна формируется область, где вертикальная компонента скорости равна нулю. В этой области влияние сил плавучести подавлено, и теплообмен между дном корпуса и нижней гранью U-образного тела происходит преимущественно кондуктивным режиме.

На рис. 8 наглядно виден процесс формирования потока, восходящего от дна к нижней грани перемычки, потока, обтекающего перемычку, и восходящей конвективной струи в центре. По мере увеличения поперечного сечения стержня восходящая конвективная струя становится все менее компактной и менее интенсивной.

По данным рис. 9 заметно, что по мере роста сечения стержня область, находящаяся над перемычкой, прогревается все более равномерно. Это связано с постепенным

уменьшением ширины зазора, заполненного газом, образованного внутренними гранями U-образного стержня, по мере увеличения поперечного сечения стержня. Достичь полностью равномерного прогрева мешает влияние холодной крышки корпуса, достигнув которой газ выхолаживается и формирует слабый опускной поток (см. рис. 3, в). Также мешают циркуляционные течения возле холодной лобовой и задней стенок корпуса, которые вовлекают в себя часть газа из зазора, образованного внутренними гранями U-образного стержня (см. рис. 4, в и 8, в).

Сравнительный анализ приведенных данных (см. рис. 8 и 10) показывает, что по мере роста поперечного сечения стержня интенсивность восходящих и нисходящих потоков постепенно выравнивается, про-

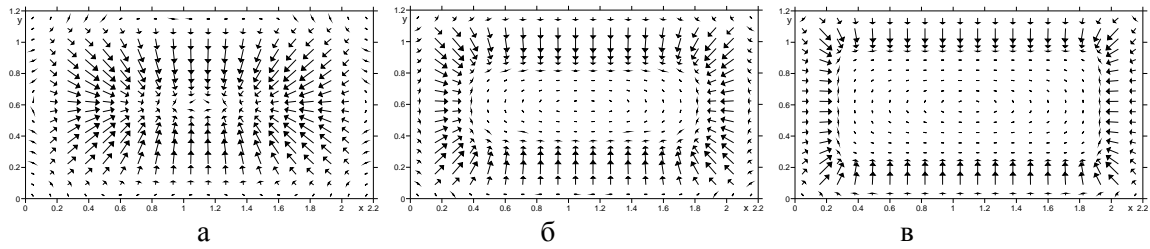


Рис. 11. Поля скорости на уровнях по центру между дном камеры и перемычкой при различных сечениях стержня: а $-L = 0,1$ и $z = 0,25$; б $-L = 0,3$ и $z = 0,15$; в $-L = 0,4$ и $z = 0,1$

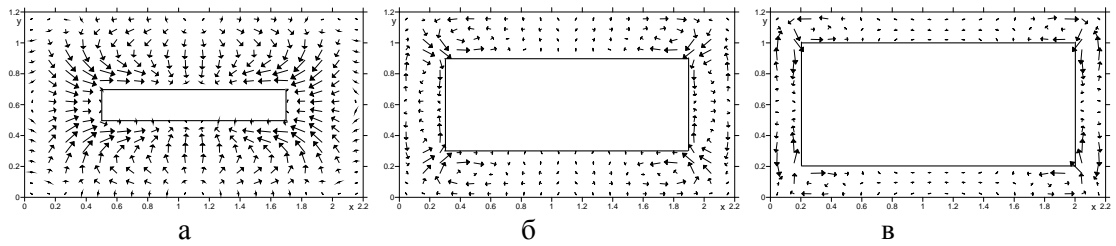


Рис. 12. Поля скорости на уровне по центру перемычки $z = 0,6$ при различных сечениях стержня: а $-L = 0,1$; б $-L = 0,3$; в $-L = 0,4$

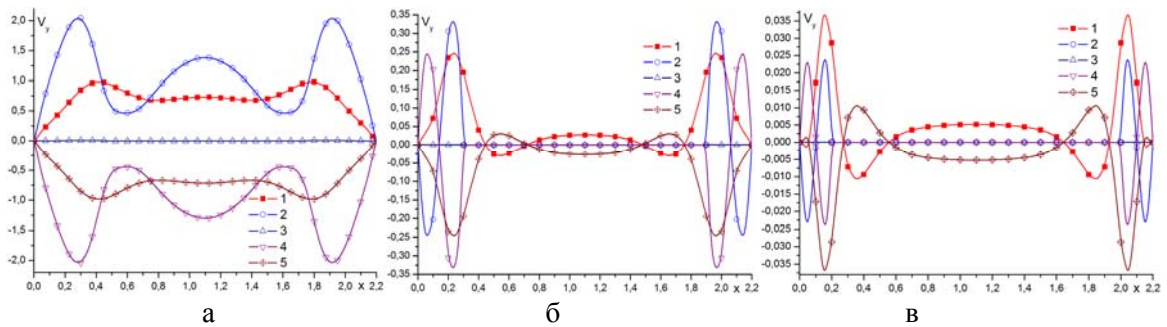


Рис. 13. Профили поперечной компоненты скорости на уровне по центру перемычки $z = 0,6$ при различных сечениях стержня: а $-L = 0,1$; б $-L = 0,3$; в $-L = 0,4$ ($1 - y = 0,1$; $2 - y = 0,4$; $3 - y = 0,6$; $4 - y = 0,8$; $5 - y = 1,1$)

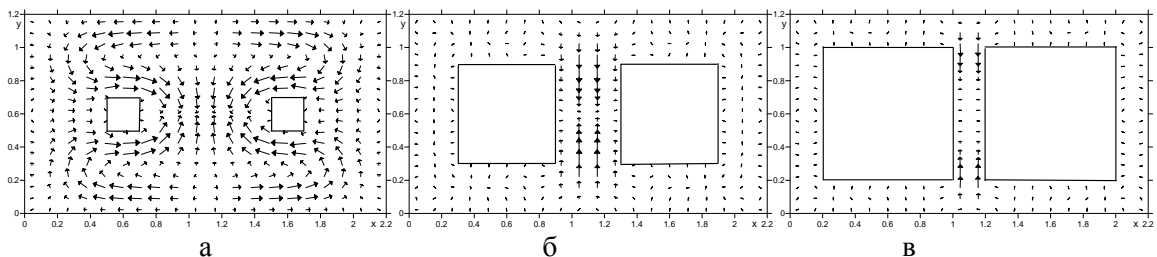


Рис. 14. Поля скорости на уровне половины нижнего зазора при различных сечениях стержня: а $-L = 0,1$ и $z = 0,95$; б $-L = 0,3$ и $z = 1,05$; в $-L = 0,4$ и $z = 1,1$

филь вертикальной компоненты скорости восходящего над перемычкой течения постепенно трансформируется от параболической формы к профилю с плоским фронтом.

Кроме того, при сечении стержня $L = 0,4$ в центре зазора, образованного внутренними гранями U-образного стержня, формируется застойная область, в которой газ практиче-

ски не двигается. Это связано с тем, что газ в зазоре равномерно прогреет, и газ из центральной области не захватывается циркуляционными течениями у холодных лобовой и задней стенок корпуса.

На рис. 11 представлено векторное поле скорости на уровне по центру между холодным дном камеры и нижней гранью U-образного стержня при различных размерах сечения стержня. На этом уровне видны

сходящиеся к центру нижней грани потоки газа. С ростом загроможденности области интенсивность подтекания газа под нижнюю грань стержня существенно падает, образуется застойная зона.

На рис. 12 и 13 представлено векторное поле скорости и профили поперечной компоненты скорости на уровне по центру перемычки $z = 0,6$ при различных размерах сечения стержня. Видно, что с ростом

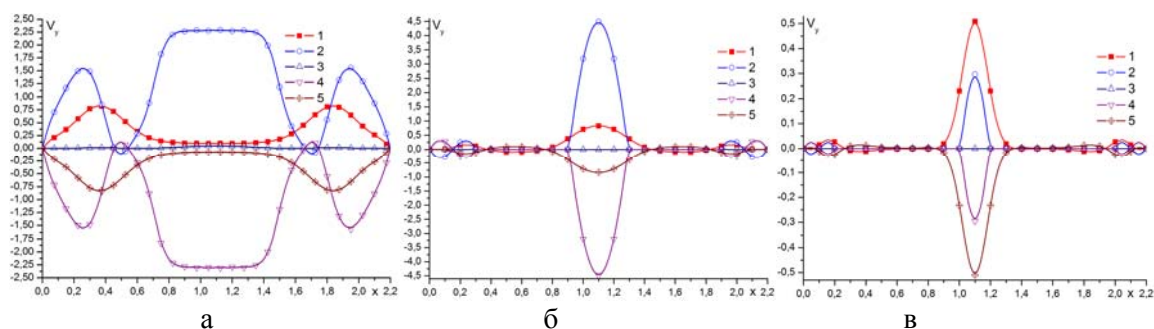


Рис. 15. Профили поперечной компоненты скорости на уровне половины нижнего зазора при различных сечениях стержня: а – $L = 0,1$ и $z = 0,95$; б – $L = 0,3$ и $z = 1,05$; в – $L = 0,4$ и $z = 1,1$ ($1 - y = 0,1$; $2 - y = 0,4$; $3 - y = 0,6$; $4 - y = 0,8$; $5 - y = 1,1$)

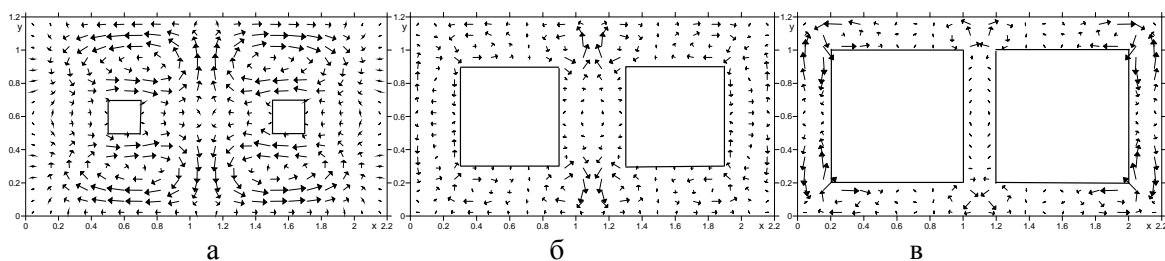


Рис. 16. Поля скорости по центру зазора при различных сечениях стержня: а – $L = 0,1$ и $z = 1,45$; б – $L = 0,3$ и $z = 1,55$; в – $L = 0,4$ и $z = 1,6$

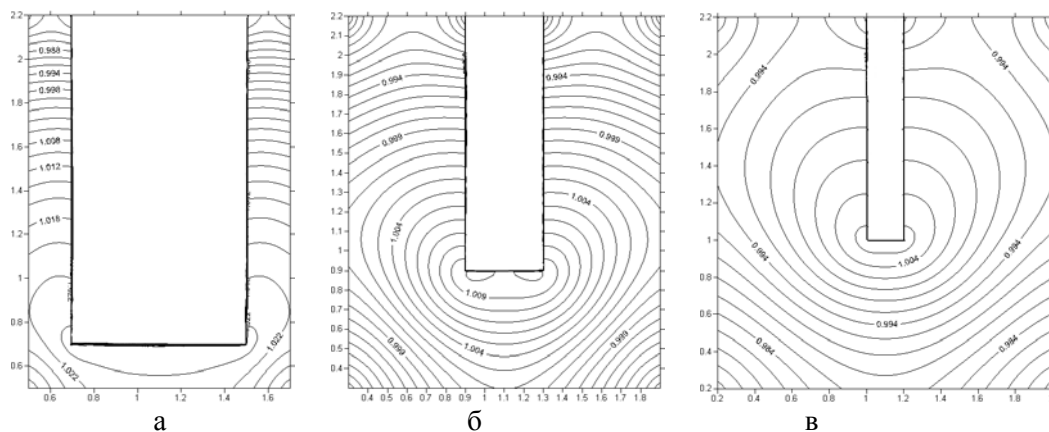


Рис. 17. Поле изотерм внутри U-образного тела в центральном сечении $y = 0,6$ при различных сечениях стержня: а – $L = 0,1$; б – $L = 0,3$; в – $L = 0,4$

сечения стержня сохраняется трехмерность пространственной формы течения. Заметно, что восходящий поток имеет тенденцию к формированию восходящих компактных струй.

На рис. 14 представлено векторное поле скорости на уровне половины нижнего зазора при различных размерах сечениях стержня. Видно, что на вертикальных гранях стержня, параллельных оси x , скорость имеет горизонтальную компоненту, направленную к центру перемычки (рис. 14, *a*). Также видно положение опускной струи в плоскости yz . По мере роста сечения стержня и загромождения области элементы трехмерности пространственной формы течения становятся менее очевидными.

На рис. 15 приведены профили поперечной компоненты скорости на уровне половины нижнего зазора при различных размерах сечениях стержня в различных сечениях по y . По приведенным данным хорошо заметно, что часть газа из зазора, образованного внутренними гранями U-образного стержня, участвует в циркуляционных течениях у лобовой и задней холодных стенок корпуса. При этом в зазоре есть области газа, для которых горизонтальная компонента скорости равна нулю.

На рис. 16 представлено векторное поле скорости на уровне середины зазора между верхней гранью перемычки и холодной крышкой камеры при различных размерах сечения стержня. На этом уровне хорошо заметен трехмерный характер пространственной формы течения. Характерной особенностью поля скорости в данном сечении является наличие ярко выраженных течений в горизонтальном направлении, вдоль холодных стенок корпуса и вдоль вертикальных граней кремниевого стержня, параллельных оси x . При минимальном поперечном сечении кремниевого стержня эти горизонтальные компоненты скорости имеют максимальное значение. В результате вдоль грани стержня течение направлено в струю, восходящую над перемычкой. Струя в свою очередь также имеет трехмерную структуру. По данным рис. 16, *a* заметно, что в системе возникли самозакрученные потоки. С ростом загроможденности потока проявление эффектов закрутки восходящих струй газа становится менее выраженным. Очевидно, что сдерживающим фактором является рост вязкого трения на вертикаль-

ных стенках корпуса и кремниевых стержней.

На рис. 17 представлено поле изотерм внутри U-образного кремниевого стержня в центральном сечении $y = 0,6$ при различных размерах сечения стержня. Эволюция полей изотерм в U-образных телах по мере увеличения их поперечного сечения хорошо отслеживает особенности сопряженного конвективного теплообмена с холодными стенками корпуса. Во-первых, увеличение поперечного сечения приводит к уменьшению длины перемычки, и в газовом зазоре между вертикальными стержнями снижение интенсивности конвективного течения резко снижает теплоотдачу на соответствующих вертикальных гранях. Как показывают изотермы на рис. 17, в этой части вертикальных стержней тепло передается в верхнюю часть за счет теплопроводности. На внешних гранях вертикальных стержней, обращенных к торцевым стенкам корпуса, изменение структуры конвективного течения и пограничных слоев приводит к резкому увеличению градиентов температуры в твердом теле и их существенной неоднородности. Заметно, что с ростом сечения стержня и загромождения камеры изменение пространственной формы восходящей струи газа, натекающей на нижнюю грань перемычки, приводит к изменению поля изотерм на ней и существенно отличающейся конфигурации поля градиентов температур. Максимальные градиенты температуры наиболее неоднородны и смещены к торцам перемычки при меньшем поперечном сечении стержня. Видно, что при всех поперечных сечениях важную роль играет теплоотдача холодному дну.

Заключение

Проведены численные исследования в трехмерной постановке сопряженного конвективного теплообмена разогреваемого за счет пропускания электрического тока кремниевого стержня U-образной формы, помещенного в корпус с изотермическими холодными стенками при перепаде температуры между изотермически холодными стенками и выбранной контрольной точкой на поверхности U-образного тела, составляющем 70 К. Исследована пространственная форма конвективных течений в полосках, заполненных аргоном. Показано что

структура конвективных течений имеет трехмерный характер и в системе возникают самозакрученные потоки. Также показано, что конвективный механизм теплообмена оказывает значительное влияние на поле температуры внутри разогреваемого электрическим током U-образного тела, в результате чего поле температуры внутри кристалла становится неоднородным.

Исследовано влияние размера площади поперечного сечения кремниевого стержня. Выяснено, что с ростом поперечной площади стержня значительно меняется пространственная форма конвективных течений и резко падает интенсивность конвективных течений. Снижение интенсивности и перестройка пространственной формы конвективных течений в значительной мере влияет на поле температуры внутри кристалла. При этом даже со снижением интенсивности конвективных течений распределение температуры внутри кристалла остается неоднородным.

Результаты исследований представляют интерес для отработки начального этапа получения поликристаллических стержней кремния в реакторах водородного восстановления трихлорсилана на разогретых пропусканием электрического тока стандартных стержнях-основах квадратного сечения.

Список литературы

1. Фалькевич Э. С., Пульнер Э. О. Технология полупроводникового кремния. М.: Металлургия, 1992. 408 с.
2. Елютин А. В., Попов В. П., Иванов Л. С. Тепло- и массообмен в реакторах для получения полупроводникового кремния // Высококачественные вещества. М., 1996. № 1. С. 92–101.
3. Бровин Д. С., Ловцюс А. А., Колгати́н С. Н. Одномерный подход к моделированию Siemens-процесса // Изв. высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2007. №4. С. 6–10.
4. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
5. Berdnikov V. S., Kutateladze S. S. Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on vertical wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 2000. № 17. С. 1595–1611.
6. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. 5-е изд., перераб. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
7. Бердников В. С., Гришков В. А. Ламинарно-турбулентный переход в свободно-конвективном пограничном слое и теплоотдача вертикальных стенок // Тр. IV Рос. нац. конф. по теплообмену – РНКТ 4. М.: МЭИ, 2006. Т. 3. С. 67–70.
8. Петухов Б. С., Поляков А. Ф. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. М.: Наука, 1986. 192 с.
9. Калашиников С. Г. Электричество. М.: Наука, 1970. 668 с.
10. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 488 с.
11. Бердников В. С., Митин К. А., Митина А. В. Сопряженный теплообмен U-образного кремниевого стержня с окружающей средой в режиме термогравитационной конвекции газа // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2014. Т. 9, вып. 3. С. 63–74.
12. Del Coso G. et al. Temperature homogeneity of polysilicon rods in a Siemens reactor // Journal of Crystal Growth. 2007. Vol. 299. P. 165–170.
13. Кожитов Л. В. и др. Технология материалов микро- и наноэлектроники. М.: МИСИС, 2007. 544 с.
14. Соловейчик Ю. Г., Рояк М. Э., Персова М. Г. Метод конечных элементов для решения скалярных и векторных задач. Новосибирск, 2007. 896 с.
15. Fusegi T., Hyun J. M., Kuwahara K. A numerical study of 3D natural convection in a differently heated cubical enclosure // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 1991. Vol. 34. P. 1543–1557.
16. Бердников В. С., Митин К. А., Митина А. В. Влияние конвективной теплоотдачи на поле температуры в низкотеплопроводной вертикальной стенке // Тепловые процессы в технике. 2015. Т. 7, № 3. С. 103–108.

V. S. Berdnikov, K. A. Mitin, A. V. Mitina

*Institute of Thermophysics of SB RAS
1 Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*Novosibirsk State Technical University
20 K. Marx Ave., Novosibirsk, 630073, Russian Federation*

berdnikov@itp.nsc.ru

**INFLUENCE OF RELATIVE SIZE OF THE U-SHAPED SILICON ROD
ON CONJUGATE HEAT TRANSFER IN THE REGIME
OF GAS BUAYANCY INDUCED CONVECTION**

The influence of relative cross-section size of an electrically heated U-shaped silicon rod which is placed in a gas-filled rectangle container with isothermal cold walls on conjugate heat transfer in the regime of buoyancy induced convection was numerically studied in three-dimensional formulation. The natural convection equations in the Boussinesq approximation in term temperature, velocity vortex and velocity vector potential were solved by the finite element method. The spatial form of convective flow and temperature fields in liquid and solid body were studied. It was show that spatial form and intensity of convective flows is significantly depends on the cross-section size of U-shaped silicon rod. This is has strong influence on the temperature field in a solid body.

Keywords: natural (thermogravitational) convection, conjugated heat transfer, numerical simulation, FEM, CVD.