

УДК 621.039

Моделирование гидродинамики и теплообмена при подъемном течении жидкого металла в канале прямоугольного сечения в компланарном магнитном поле*

П. В. Костычев¹, Н. Ю. Пятницкая^{1,2}, Н. Г. Разуванов^{1,2}, Е. В. Свиридов¹

¹ Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва;

² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва;

e-mail: nikita.razuvanov@mail.ru

Поступила в редакцию 24.09.2018

Выполнены исследования гидродинамики и теплообмена при подъемном течении жидкого металла в прямоугольном канале с соотношением сторон $\sim 3/1$ в компланарном магнитном поле при условии неоднородного (одностороннего) обогрева канала. Конфигурация течения приближена к теплообменному каналу системы охлаждения жидкометаллического модуля blankets термоядерного реактора типа токамак. Эксперименты проведены на базе ртутного магнитогидродинамического стенда, входящего в состав магнитогидродинамического комплекса МЭИ–ОИВТ РАН. В условиях подъемного течения обнаружено значительное влияние термогравитационной конвекции, взаимодействие которой с внешним магнитным полем приводит в некоторых режимах к появлению и развитию неустойчивостей в ламинаризованном потоке. Представлены осредненные профили скорости, температуры стенки канала. Подробные измерения выполнены в поперечном сечении канала, удаленном от начала обогрева в области однородного магнитного поля и по длине канала. Магнитное поле приводит к подавлению турбулентного переноса, вследствие чего температура на обогреваемой стенке возрастает. Предлагается модель численного моделирования исследуемых величин в условиях, соответствующих эксперименту. В ходе численного моделирования решалась система дифференциальных уравнений: уравнение неразрывности, уравнение движения для трех компонент скорости и уравнение энергии. В уравнение движения учитывалась сила плавучести (свободная конвекция) и электромагнитная сила. Для расчета электромагнитной силы вводился потенциал электрического поля и решалось соответствующее уравнение. Для учета турбулентности использовалась модель Рейхардта, адаптированная для прямоугольного канала. В магнитном поле турбулентная вязкость принималась равной нулю. Сравниваются результаты расчета и эксперимента в диапазоне режимных параметров по числам Рейнольдса $Re = 10\,000\text{--}55\,000$, Гартмана $Ha = 0\text{--}800$, Грасгофа $Gr_g = 0\text{--}6 \cdot 10^8$. Результаты расчетов удовлетворительно совпадают с опытными данными в режимах течения, где эффект, связанный с развитием неустойчивостей, вызванных термогравитационной конвекцией, отсутствует или относительно мал.

Ключевые слова: магнитная гидродинамика, теплообмен, термогравитационная конвекция, поля скорости и температуры, коэффициенты теплоотдачи, численное моделирование.

Введение

В последние годы в России активно разрабатываются гибридные термоядерные установ-

ки – термоядерный источник нейтронов [1] – как альтернативный путь развития атомной энергетики. Эти источники, использующие энергию нейтронов с энергией 14 МэВ, предполагается применять для дожигания долгоживущих актинидов и наработки топлива для традиционной

*Работа выполнена при финансовой поддержке фонда РФФИ (грант № 16-08-00866).

атомной энергетики. В качестве теплоносителя в гибридном реакторе в основном планируется использовать жидкие металлы. В настоящее время единственным проектом, наиболее близким по параметрам к будущей коммерческой термоядерной установке, является международный проект ИТЭР [2]. В качестве теплоносителя в нескольких проектах испытательных модулей blankets ИТЭР рассматриваются жидкие металлы, главным образом литий-свинцовая эвтектика Pb-Li. Данный сплав предлагается использовать в качестве размножителя нейтронов и теплоносителя трактов охлаждения испытательных модулей blankets [3].

Экспериментальные исследования различных конфигураций течения жидких металлов в трубах и каналах с различной ориентацией магнитного поля и силы тяжести проводятся объединенной научной группой НИУ МЭИ – ОИВТ РАН на базе ртутных стендов [4, 5]. Параллельно ведутся работы по численному моделированию исследуемых процессов [6]. Данная статья посвящена исследованию гидродинамики и теплообмена при подъемном течении жидких металлов в компланарном магнитном поле в прямоугольном канале в условиях неоднородного (одностороннего) обогрева. Исследование проводится в поддержку конструкторских решений по проектированию испытательных модулей blankets ИТЭР совместной российско-индийской разработки, в которой имеется подобная конфигурация течения. При такой конфигурации потока наблюдается значительное влияние на теплообмен как магнитного поля, так и термогравитационной конвекции.

1. Постановка задачи

Исследуемая схема течения жидких металлов в полях массовых сил показана на рис. 1. Рассматривается стационарное течение и теплообмен ртути в вертикальном прямоугольном (плоском) канале в компланарном (вектор магнитной индукции \mathbf{B} направлен вдоль широкой стороны канала $B_x \neq 0$) магнитном поле. Соотношение сторон в поперечном сечении канала $a/b = 56/17$ мм/мм. Стенки канала изготовлены из нержавеющей стали марки 12X18H10T толщиной 2.5 мм. Течение – подъемное, против направления ускорения свободного падения \mathbf{g} в вертикальном канале с возможностью независимого обогрева каждой

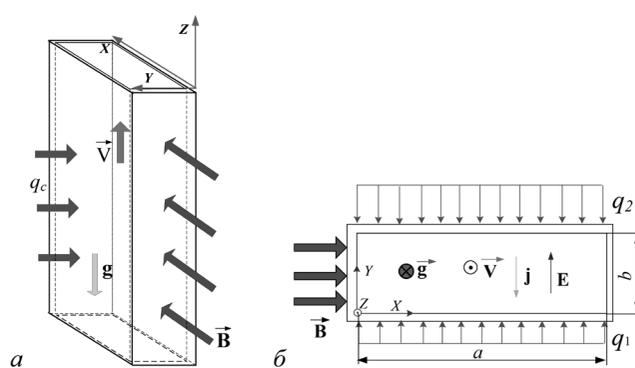


Рис. 1. Исследуемая схема течения в полях массовых сил (а) и в сечении канала (б)

из широких сторон стенки канала в условиях существенного влияния встречной термогравитационной конвекции на течение и теплообмен. Рассматривались различные варианты обогрева широких сторон канала: от двухстороннего до одностороннего обогрева с плотностью теплового потока q_c , как показано на схеме на рис. 1, б.

В качестве характерного размера принимается удвоенная ширина сечения канала $d = 2b$. Такой масштаб является эквивалентным диаметром для плоского канала $d = 4S/P = 2b$.

На входе в прямоугольный канал имеется участок гидродинамической стабилизации $Z_0 = z_0/(2b) = 30d$, затем жидкий металл попадает в обогреваемый участок с постоянной плотностью теплового потока на двух сторонах канала q_1 и q_2 . Участок магнитного поля совпадает с участком обогрева длиной Z_{qB} , которая составляла $30d$. Эпюра магнитного поля имеет форму трапеции: на участки входа-выхода, где магнитное поле линейно возрастает или падает, приходится по $3d$, а на участок постоянного магнитного поля – $24d$. Далее следует участок $Z_{\text{вых}} = 5d$, где отсутствуют обогрев и магнитное поле, необходимые для корректировки расчета давления.

Стенки канала считаем электропроводящими. Удельное электрическое сопротивление ртути принимаем равным $\rho_e = 97.6$ Ом·м, удельное электрическое сопротивление стали $\rho_e = 75$ Ом·м. Электропроводность стали по отношению к ртути принимается равной $97.6/75$.

2. Вывод уравнений

Рассмотрим стационарное течение несжимаемой среды – жидкого металла. Течение и теплообмен можно описать следующей системой дифференциальных уравнений в векторном виде [7, 8]:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (1)$$

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{V} + \mathbf{f}, \quad (2)$$

$$\rho C_p (\mathbf{V} \cdot \nabla) T = \lambda \Delta T. \quad (3)$$

Вектор массовых сил (сила плавучести и электромагнитная сила в данной задаче):

$$\mathbf{f} = \rho g \beta (T - T_0) + \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (4)$$

Для определения вектора плотности электрического тока \mathbf{j} запишем закон Ома:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (5)$$

где \mathbf{E} – напряженность электрического поля, σ – электропроводность жидкого металла.

Здесь (1) – это уравнение неразрывности, закон сохранения массы жидкой среды; (2) – уравнения движения, закон сохранения импульса $\rho \mathbf{V}$; (3) – уравнение для энергии, закон сохранения удельной энтальпии движущейся среды. В уравнениях приняты обозначения: ρ – плотность; p – давление; μ – динамический коэффициент вязкости; C_p – теплоемкость среды; λ – теплопроводность; β – коэффициент объемного термического расширения; g – ускорение свободного падения; T – температура жидкости; T_0 – температура на входе в трубу. В этих уравнениях дифференцирование по координатам представляется как оператор ∇ ; дивергенция вектора скорости \mathbf{V} – как скалярное произведение $\nabla \cdot \mathbf{V}$; градиент скалярного поля температуры – как ∇T ; лапласиан от скалярного поля температуры – как ΔT , лапласиан векторного поля скорости – как $\Delta \mathbf{V}$.

Уравнения (1)–(3) приводились к безразмерному виду и для осредненных переменных имели вид:

– уравнение движения

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p^* + \frac{1}{\text{Re}} (\nabla \cdot (1 + \frac{\varepsilon_T}{v}) \nabla) \mathbf{V} + \mathbf{F}; \quad (6)$$

– уравнение энергии

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla) \Theta = -\frac{1}{\text{Re Pr}} (\nabla \cdot (1 + \frac{\text{Pr} \varepsilon_T}{\text{Pr}_t v}) \nabla) \Theta. \quad (7)$$

Источник массовых сил, учитывающий влияние термогравитационной конвекции и электромагнитных сил:

$$\mathbf{F} = \frac{\text{Gr}_q}{\text{Re}^2} \Theta \mathbf{g}^* + \frac{\text{Ha}^2}{\text{Re}} (\mathbf{j}^* \times \mathbf{B}^*),$$

где скорость \mathbf{V} отнесена к средней скорости V_0 , p^* – динамическое давление, отнесенное к масштабу ρV_0^2 ; индукция \mathbf{B}^* – к индукции внешнего магнитного поля B_0 ; плотность электрического тока \mathbf{j}^* – к $\sigma V_0 B_0$; напряженность электрического поля \mathbf{E}^* отнесена к масштабу $V_0 B_0$; ε_T – коэффициент турбулентной вязкости; v – кинематический коэффициент вязкости. Представленное безразмерное описание содержит следующие безразмерные числа:

$$\text{Re} = V_0 d / \nu,$$

$$\text{Gr}_q = g \beta q_c d^4 / \lambda \nu^2,$$

где $q_c = (q_1 + q_2) / 2$ – средняя плотность теплового потока; Pr – число Прандтля; $\text{Ha} = B_0 d (\sigma / \mu)^{0.5}$ – число Гартмана; $\text{Pe} = \text{Re Pr}$ – число Пекле. Силы плавучести, определяемые параметром $\text{Gr}_q / \text{Re}^2$, являются отношением силы тяжести к силе инерции. Электромагнитная сила (сила Лоренца) определяется параметром Ha^2 / Re , который является отношением электромагнитной силы к силе инерции. Число Прандтля $\text{Pr} = (\mu \rho C_p) / \lambda$, турбулентное число Прандтля $\text{Pr}_t = \varepsilon_T / \varepsilon_q$; Θ – безразмерная разность температур, которая рассчитывалась по формуле $\Theta = (T - T_0) / (q_c d / \lambda)$. В этих выражениях: $\mathbf{g}^* = \mathbf{g} / g$ – безразмерный вектор силы тяжести; ε_q – коэффициент турбулентного переноса тепла. В качестве масштаба длины принимается удвоенная ширина канала $d = 2b = 34$ мм, что соответствует эквивалентному диаметру плоского щелевого канала. Перед рабочим участком имеется участок гидродинамической стабилизации длиной $30d$, затем следует обогреваемый участок с плотностью теплового потока на двух длинных сторонах канала q_1 и q_2 . В статье представлен один из вариантов обогрева – односторонний ($q_1 = 0, q_2 \neq 0$). Участок однородного магнитного поля длиной $24d$ совпадает с участком обогрева длиной $30d$.

На входе в канал профиль скорости принимался единичным: $|\mathbf{V}| = 1$. На выходе из канала обеспечивалось условие постоянства расхода. Тепловой поток на стенке задавался в безразмерном виде выражением $q_c^* = 1 / \text{Pe} (\partial \Theta / \partial R) = -1 / \text{Pe}$. Турбулентное число Прандтля $\text{Pr}_t = 1$.

Используя уравнение сохранения заряда, связь напряженности электрического поля с потенциалом электрического поля ($\mathbf{E} = -\nabla \psi$) и закон Ома (7), получим уравнение для потенциала электрического поля:

$$\nabla \psi = \nabla \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}). \quad (8)$$

При проведении расчетов электропроводность стенки принималась в 32 раза меньше электропроводности нержавеющей стали при комнатной температуре. Такое допущения основывается на том факте, что в эксперименте на стенке скапливается тонкий слой окислов и загрязнений, который снижает электропроводность стенки. Непосредственные измерения коэффициента гидравлического сопротивления показали, что потери давления соответствуют МГД-течению в канале со слабо проводящими стенками примерно с такой же электропроводностью.

В отсутствии магнитного поля будем рассчитывать коэффициенты турбулентного переноса по соотношениям Рейхардта [7]:

$$\frac{\varepsilon_{\sigma}}{\nu} = 0.4 \left(y^+ - 11 \operatorname{th} \frac{y^+}{11} \right), \quad y^+ \leq 50, \quad (9)$$

$$\frac{\varepsilon_{\sigma}}{\nu} = 0.133 y^+ (0.5 + R_0^2) (1 + R_0), \quad y^+ > 50,$$

где $y^+ = \frac{yu_*}{\nu}$, $u_* = \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho}}$, $y = r_0 - r$, $R_0 = \frac{r}{r_0}$.

В итоге получим $y^+ = (1 - R) \frac{\operatorname{Re}}{2} \sqrt{\frac{\xi_{\infty}}{8}}$, где $\xi_{\infty} = \frac{0.3164}{\operatorname{Re}^{0.25}}$.

Хотя эти соотношения получены для трубы, они справедливы и для плоского канала, который является предельным случаем кольцевого канала. Справедливость этого утверждения подтверждается результатами тестовых расчетов. Эту же модель используем в канале прямоугольного сечения, где r отсчитываем от осевой плоскости канала, а за r_0 принимаем половину ширины канала – $r_0 = 0.5b$, отсчитывая координату y^+ от ближайшей стороны стенки канала.

В магнитном поле при числах $\operatorname{Ha} = 300, 500$ и 800 принималось допущение $\varepsilon_T = 0$. Поскольку критическое число Рейнольдса $\operatorname{Re}_{\operatorname{кр}, \operatorname{Ha}}$ в компланарном магнитном поле можно оценить по соотношению $\operatorname{Re}_{\operatorname{кр}, \operatorname{Ha}} / \operatorname{Ha} = 130$ [8], то почти во всех рассмотренных режимах течения при $\operatorname{Re} < \operatorname{Re}_{\operatorname{кр}, \operatorname{Ha}}$ турбулентность должна быть полностью подавлена и $\varepsilon_T = 0$.

Система уравнений (6)–(9) решалась в пакете для численного моделирования процессов гидродинамики и тепломассообмена ANES20XE [9].

Число ячеек в поперечном сечении канала $N_x / N_y = 90 / 60$. Из них по шесть ячеек приходит-

ся на пристеночный слой толщиной $(0.01 \div 0.02)b$ со сгущением по направлению к стенке. На стенку из нержавеющей стали толщиной $dw = (2.5/17)b$ приходится по пять ячеек.

Расчетная область вдоль оси Z включает в себя участок гидродинамической стабилизации $Z_0 = 10$ (размер сетки 60 ячеек), обогреваемый участок в зоне магнитного поля $Z_{qb} = 30$ (размер сетки 300 ячеек) и выходной участок $Z_{add} = 5$ (10 ячеек), необходимый для корректировки давления.

3. Результаты численного моделирования

Выполнена серия численных расчетов по моделированию гидродинамики и теплообмена при опускном течении ртути в канале при обогреве одной из широких сторон (длиной a) прямоугольного канала с плотностями теплового потока $q_1 = 0$ и $q_2 = 35000$ Вт/м² в компланарном магнитном поле с числами Гартмана $\operatorname{Ha} = 0, 120, 300, 500, 800$ в геометрии, соответствующей экспериментам, проводимым на ртутном МГД-стенде МЭИ – ОИВТ РАН [10]. Ниже представлены результаты в сравнении с опытными данными, полученными в идентичных условиях. Методика экспериментальных исследований подробно описана в [10, 11].

В данной работе численно моделировалось трехмерное течение в канале, включая необогреваемую область участка гидродинамической стабилизации, где магнитное поле отсутствует, область обогрева, совпадающая с областью компланарного магнитного поля, однородного с входными и выходными участками. Таким образом, в результате на трехмерной расчетной сетке получены осредненные переменные: поля давления, компонент скорости и температуры, потенциала электрического поля и плотности электрических токов. На этапе экспериментальных исследований к настоящему времени получены подробные данные по температурным полям и теплоотдаче, профилям скорости в сечении потока, удаленном на расстояние $Z = 21$ от начала обогрева, а также по длине канала в плоскости сечения $Y-Z$ с координатой $X = x/b = 2.45$ [11]. Поэтому ниже приводим сопоставление результатов именно в этих сечениях канала.

В неизотермическом потоке на турбулентное течение дополнительно действуют силы плавучести, величина которых пропорциональна гра-

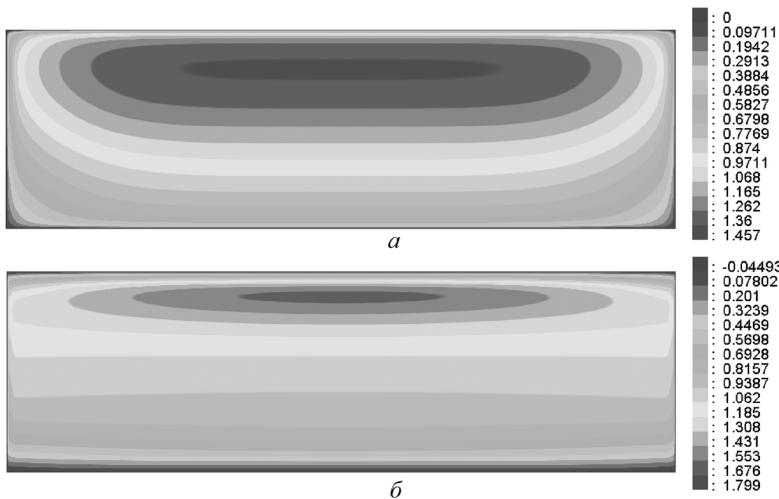


Рис. 2. Поля безразмерной скорости в сечении канала $21d$, $q_1/q_2=0/35$ кВт/м², $Re=30\,000$: а – $Ha=0$; б – 500

диенту температур или Gr/Re^2 . Силы плавучести наиболее велики вблизи обогреваемых стенок канала, направлены вверх и ускоряют подъемное течение в этой области. Таким образом, термогравитационная конвекция препятствует силам трения, ускоряя поток вблизи стенок.

При течении электропроводной среды – жидкого металла – в поперечном (компланарном) магнитном поле вследствие электромагнитного взаимодействия гидродинамика потока сильно изменяется, магнитное поле подавляет турбулентность. Поперечное (компланарное) магнитное поле приводит к возникновению электрических токов в поперечном сечении потока в соответствии с законом Ома: $\vec{j} = \sigma_e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$. Взаимодействие токов с внешним магнитным полем приводит к появлению тормозящей силы, увеличению гидравлического сопротивления и изменению профилей скорости преимущественно в направлении индукции магнитного поля – эффект Гартмана [6]. Все эти факторы определяют теплообмен.

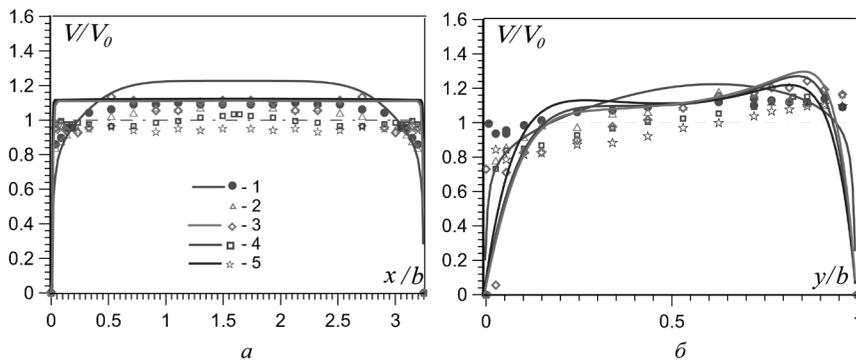


Рис. 3. Профили безразмерной скорости в сечении канала $21d$ по оси X (а) и Y (б), $q_1/q_2=0/35$ кВт/м², $Re=20\,000$: 1 – $Ha=0$; 2 – 120; 3 – 300; 4 – 500

Электрические токи, взаимодействуя с внешним магнитным полем, порождают электромагнитную силу, воздействующую на форму профилей скорости. Генерируемые магнитным полем токи почти однородны в жидкости и замыкаются преимущественно в тонком пристеночном слое (возле узких сторон) и в стенках канала, перпендикулярных магнитному полю.

Рассмотрим сначала результаты расчета режима течения для сравнительно большого числа Рейнольдса $Re=50\,000$.

Расчетные поля продольной компоненты скорости – изотахи (в безразмерном виде) показаны на рис. 2 без магнитного поля (а) и в магнитном поле с $Ha=500$ (б) в поперечном сечении $z=21d$. Очевидно, в неизотермическом потоке на турбулентное течение дополнительно действуют силы плавучести, величина которых пропорциональна числу Грасгофа. В нашем случае силы плавучести ускоряют подъемное течение вблизи обогреваемой стенки, поэтому поле скорости несимметрично в направлении оси y . В компланарном магнитном поле наблюдается уплощение профилей скорости по оси X в соответствии с вышеупомянутым эффектом Гартмана.

Профили продольной компоненты скорости без магнитного поля и в компланарном магнитном поле в двух перпендикулярных плоскостях по оси $X=x/b$ и $Y=y/b$, проходящих по центру канала, показаны на рис. 3.

Профили в отсутствии магнитного поля расчетные показаны сплошными линиями, а опытные данные – символами. Опытные точки получены с помощью корреляционного термопарного датчика [11]. Воздействие сил плавучести в этом режимах с большими числами Рейнольдса относительно невелико, но заметно, судя по профилям по оси Y . В общем, наблюдается неплохое совпадение расчетных и опытных данных, учитывая погрешность измерений и невысокую точность метода вблизи стенки.

Поля осредненной безразмерной температуры – изотермы в сечении канала показаны на рис. 4.

Безразмерная температура определяется величиной $\Theta = \frac{\lambda T - T_0}{d q_c}$, где T – локальная температура, а плотность теплового потока определяется, как средняя по двум сторонам трубы $q_c = 0.5(q_1 + q_2)$. Такое определение q_c выбрано из соображений общности для сравнения разных вариантов обогрева ($q_1 = q_2$ и $q_1 \neq q_2$).

Профили осредненной температуры без магнитного поля и в компланарном магнитном поле в двух перпендикулярных осевых плоскостях по оси $X = x/b$ и $Y = y/b$ показаны на рис. 5.

Ось с координатами X направлена вдоль длинной стороны канала и параллельна индукции магнитного поля, где профиль почти однороден. Профиль вдоль оси y (вдоль короткой стороны канала) – сильно неоднороден с максимальными градиентами на обогреваемых стенках. При наложении магнитного поля меняется гидродинамика течения, подавляется турбулентность. По этой причине температура стенки возрастает и профили (по координате $Y = y/b$) вытягиваются. В магнитном поле с числами Гартмана $Na = 300-800$ результаты почти совпадают и практически не зависят от числа Гартмана и заметно отличаются от результатов при $Na = 0$. Совпадение результатов расчета и эксперимента хорошее, особенно вблизи обогреваемой стороны.

На рис. 6 показаны распределения по периметру сечения канала безразмерной температуры стенки $\Theta_c = \frac{\lambda T_c - T_0}{d q_c}$, где T_c – измеренная температура на стенке канала. Для сравнения на графиках также показаны обратные значения числа Нуссельта ($1/Nu$): для развитого

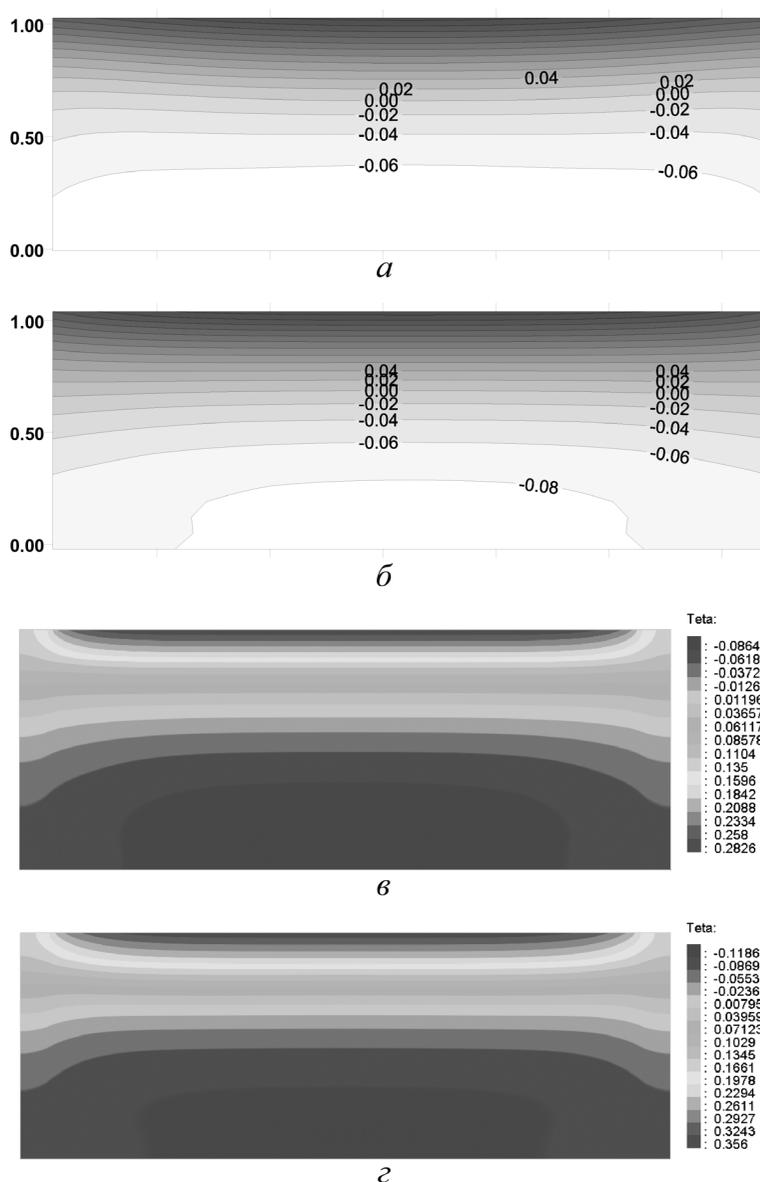


Рис. 4. Поля безразмерной температуры в сечении канала $21d$ в эксперименте (а, б) и в расчете (в, г), $q_1/q_2 = 0/35$ кВт/м², $Re = 30\,000$: а, в – $Na = 0$; б, г – $Na = 500$

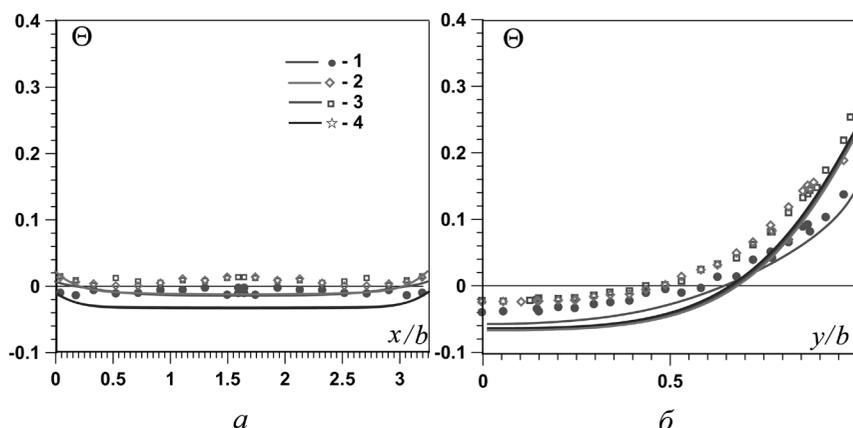


Рис. 5. Профили безразмерной температуры в сечении канала $21d$ по оси X (а) и Y (б), $q_1/q_2 = 0/35$ кВт/м², $Re = 50\,000$: 1 – $Na = 0$; 2 – 120; 3 – 300; 4 – 500

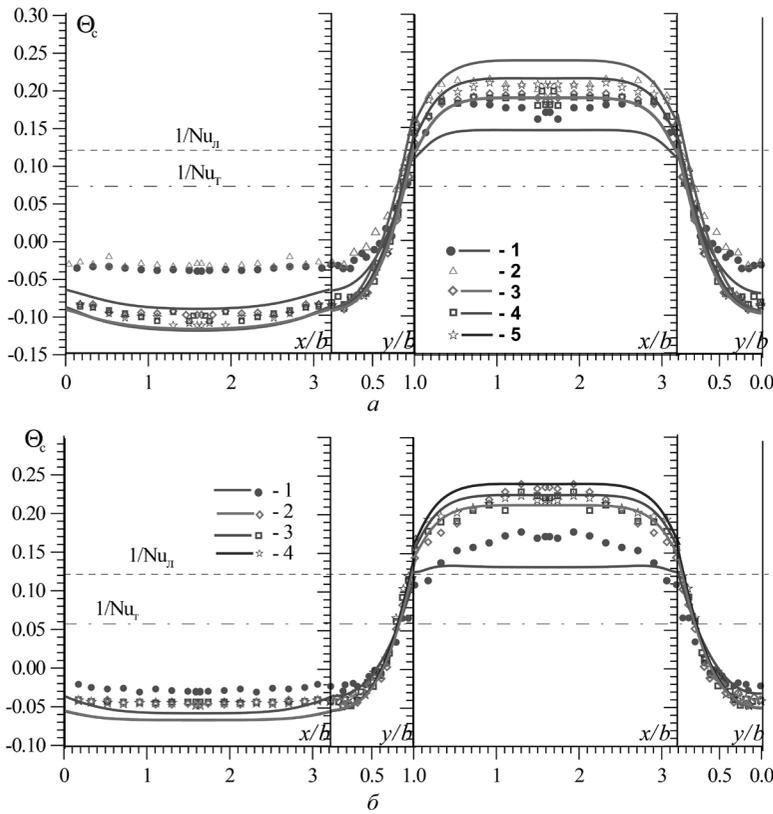


Рис. 6. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по периметру канала, $q_1/q_2=0/35$ кВт/м², а: $Re=20\,000$, 1 – $Ha=0$; 2 – 120; 3 – 300; 4 – 500; 5 – 800; б: $Re=50\,000$, 1 – $Ha=0$; 2 – 120; 3 – 300; 4 – 500

турбулентного течения, рассчитанные по формуле Лайона для щелевого канала, $Nu_T = 10 + 0.025 \cdot Re^{0.8}$ и для стабилизированного ламинарного течения $Nu_d = 8.24$ в случае однородного симметричного двухстороннего обогрева.

Говоря о теплоотдаче, как уже было сказано, удобнее пользоваться именно безразмерной температурой стенки, так как локальное значение коэффициента теплоотдачи (числа Нуссельта), формально равное $Nu = 1/\Theta_c$, здесь может быть лишено смысла. В исследуемой конфигурации

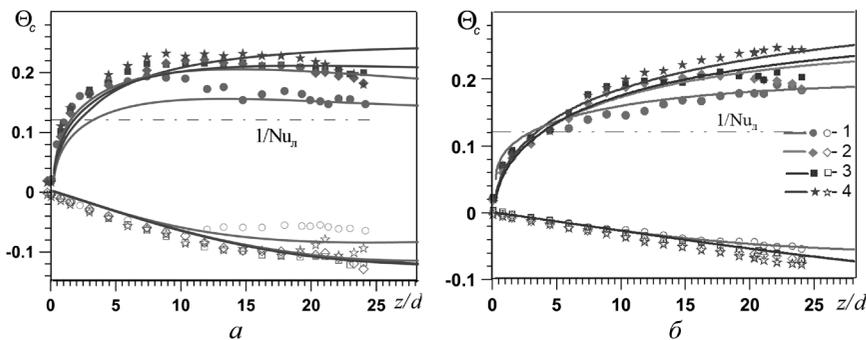


Рис. 7. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по длине канала на необогреваемой (светлые символы) и на обогреваемой (закрашенные символы) сторонах, $Re=20\,000$ (а) и $Re=50\,000$ (б): 1 – $Ha=0$; 2 – 300; 3 – 500; 4 – 800

течения и обогрева обнаруживается сильная неоднородность в распределении температуры стенки в поперечном сечении канала, которая усиливается в магнитном поле. Этот факт имеет значение в реальных условиях теплообмена в термоядерном реакторе, поскольку приводит к значительным термическим напряжениям, что требует учета в прочностных инженерных расчетах.

Отметим, что на рис. 6 показаны также результаты для относительно малого числа Рейнольдса $Re=20\,000$. В обоих режимах наблюдается неплохое совпадение опытных и расчетных данных – наилучшее вблизи обогреваемой стенки.

Далее на рисунке показаны результаты, полученные в сечении $Y-Z$ с координатой $X=2.5$ (в четверти ширины канала) по длине с использованием продольного зонда-гребенки. Наибольший интерес представляют распределения безразмерной температуры стенки по длине канала (рис. 7), полученные для двух образующих

на обогреваемой и необогреваемой сторонах канала (зачерненные и светлые символы). На графике на рис. 7, а для $Re=20\,000$ температура обогреваемой (необогреваемой) стенки, начиная от входа, монотонно растет (падает) до некоторого значения безразмерной продольной координаты, примерно $z/d=15$, и выходит на постоянный уровень. Характер изменения температуры вдоль оси z позволяет судить о длине начального термического участка. В данном режиме она составляет примерно 15 калибров. На графике на рис. 7, б

для $Re=50\,000$ стабилизации не наблюдается – весь участок обогрева оказывается начальным участком.

Совпадение расчетных кривых и опытных точек здесь очень неплохое как в магнитном поле для разных чисел Гартмана, так и в его отсутствии. На графике на рис. 7, а для $Re=20\,000$ в конечном участке обогрева в магнитном поле опытные точки и кривые

расчета начинают расходиться. Связано это с эффектами термогравитационной конвекции, относительное влияние которой растет с уменьшением числа Рейнольдса в соответствии с ростом параметра Gr/Re^2 . Еще более сильное расхождение наблюдается в режимах с малыми числами Рейнольдса $Re = 10\,000 - 12\,000$. Силы плавучести, ускоряя поток вблизи обогреваемой стенки, увеличивают градиенты скорости, что приводит к появлению неустойчивости течения в магнитном поле и появлению турбулентных вихрей и генерации крупномасштабных вихрей, с осями, ориентированными вдоль индукции магнитного поля. Поскольку такие вихри слабо взаимодействуют с компланарным магнитным полем эффект устойчиво развивается. Появление вторичных вихрей, вызванных термогравитационной конвекцией в потоке, ламинаризованном магнитным полем, дополнительно перемешивает жидкость, вследствие чего температура стенки снижается.

Описанный эффект сильнее проявляется в вариантах двухстороннего обогрева. Там даже в сильном магнитном поле в некоторых режимах подавления турбулентных пульсаций не наблюдалось, а на фоне высокочастотных колебаний температуры обнаружено появление интенсивных низкочастотных всплесков. Подобные низкочастотные пульсации температуры аномально высокой интенсивности также обнаружены нами при *опускном* течении в предыдущих исследованиях [11].

Понятно, что описанная модель расчета не учитывает этих эффектов термогравитационной конвекции, специфических для магнитной гидродинамики жидкометаллического потока в каналах. Поэтому расчетная модель требует дальнейшего развития, и работа в этом направлении ведется.

Заключение

Выполнено исследование гидродинамики и теплообмена конфигурации подъемного течения жидкого металла в канале прямоугольного сечения с соотношением сторон $\sim 3/1$ в компланарном магнитном поле при двустороннем обогреве широких сторон канала на ртутном стенде ОИВТ РАН. Авторами предложена модель численного расчета исследуемых характеристик течения в условиях, соответствующих эксперименту.

Представлены осредненные профили скорости, температуры, распределения температуры стенки канала в режиме одностороннего обогрева канала. Сравняются результаты расчета и опытные данные в диапазоне режимных параметров, полученные зондовыми методиками как в поперечном сечении, так и по длине МГД-канала.

В исследуемой конфигурации подъемного течения жидкого металла в канале прямоугольного сечения при одностороннем обогреве обнаруживается сильная неоднородность в распределении температуры стенки по периметру сечения канала, которая возрастает в компланарном магнитном поле.

В общем, наблюдается неплохое совпадение опытных и расчетных данных, что говорит о хорошей работоспособности расчетной модели в условиях эксперимента и возможности ее применения в расчетах реальных теплообменников термоядерных реакторов.

В ряде режимов течения с относительно большими значениями параметра Gr/Re^2 наблюдаются МГД-эффекты, связанные с генерацией неизотропной турбулентности и возникновением низкочастотных пульсаций температуры высокой амплитуды. Эти пульсации возникают вследствие развития в потоке вторичных крупномасштабных структур, являющихся результатом совместного воздействия на течение массовых сил, электромагнитной и гравитационной. Предложенная расчетная модель не учитывает этих эффектов, и в соответствующих теплообменных режимах опытные и расчетные данные согласуются хуже. Требуется дальнейшее развитие расчетной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е. П., Ковальчук М. В., Азизов Э. А. Гибридный термоядерный реактор для производства ядерного горючего с минимальным радиоактивным загрязнением топливного цикла // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. Вып. 4. С. 5–10.
2. ITER Organization. Annual report 2013 // http://www.iter.org/doc/www/content/com/Lists/list_items/Attachments/553/2013_iter_annual_report.pdf
3. Wong C. P. C., Salavy J.-F., Kim Y., Kirillov I., Kumar E. Rajendra, Morley N. B. Overview of liquid metal TBM concepts and programs // Fusion Engineering Design. 2008. V. 83. P. 850–857.
4. Belyaev I. A., Genin L. G., Listratov Ya. I., Melnikov I. A., Sviridov V. G., Sviridov E. V. Liquid metal heat transfer specific in a tokamak reactor // Magnetohydrodynamics. 2013. V. 49. P. 177–190.
5. Belyaev I. A., Razuvanov N. G., Sviridov V. G., Ivochkin Yu. P., Listratov Ya. I. Temperature fluctuations in

- a liquid metal magnetohydrodynamic flow in a horizontal inhomogeneously heated tube // *High Temperatures*. 2015. V. 53. N 5. P. 734–741. <https://doi.org/10.1134/S0018151X15050041>
6. Zikanov O., Listratov Ya. I., Sviridov V. G. Natural convection in horizontal pipe flow with strong transverse magnetic field // *Journal of Fluid Mechanics*. 2013. V. 720. P. 486–516.
 7. Генин Л. Г., Свиридов В. Г. Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах. М.: Изд-во МЭИ, 2001. 199 с.
 8. Брановер Г. Г., Цинобер А. Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. М.: Наука, 1970. 383 с.
 9. Артемов В. И., Яньков Г. Г., Карпов В. Е., Макаров М. В. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена в элементах теплотехнического и энергетического оборудования // *Теплоэнергетика*. 2000. № 7. С. 52–59.
 10. Генин Л. Г., Листратов Я. И., Свиридов В. Г., Жилин В. Г., Ивочкин Ю. П., Разуванов Н. Г. Экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена жидких металлов в магнитных полях // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез*. 2003. Вып. 4. С. 35–44.
 11. Поддубный И. И., Разуванов Н. Г. Исследование гидродинамики и теплообмена при опускном течении жидкого металла в канале прямоугольного сечения в компланарном магнитном поле // *Теплоэнергетика*. 2016. № 2. С. 13–21.

Modeling of hydrodynamics and heat transfer at the upward flow of liquid metal in a channel of rectangular cross section under influence of coplanar magnetic field

P. V. Kostichev¹, N. Yu. Pyatnitskaya^{1,2}, N. G. Razuvanov^{1,2}, E. V. Sviridov¹

¹ National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow

² Joint Institute for High Temperatures RAS, Moscow

e-mail: nikita.razuvanov@mail.ru

The studies of hydrodynamics and heat transfer while the liquid metal upward flow in a rectangular channel of about 3/1 aspect ratio under the impact of coplanar magnetic field under condition of non-uniform (one-sided) channel heating were performed. The flow configuration is close to the heat exchange channel of the liquid metal cooling system module of the tokamak-type fusion reactor blanket. The experiments were conducted based on a mercury magneto-hydrodynamic test bench, being a part of the MEI-JIHT RAS MHD-complex. Under conditions of upward flow, a significant impact of thermo-gravitational convection was found, which interaction with an external magnetic field leads, in some regimes, to the instabilities occurrence and evolution in a laminar flow. The averaged speed profiles, temperature, and the channel wall temperature are represented. The detailed measurements were made in the channel cross section, remote from the heating start in the area of the uniform magnetic field, and along the channel length. Magnetic field leads to the suppression of turbulent transfer, and, as a result, the temperature of the heated wall increases.

The authors suggest a model for numerical modeling of the studied values in conditions consistent with the experiment. A system of differential equations was being solved while numerical simulation: the continuity equation, the equation of motion for the three velocity components, and the energy equation. The buoyancy force (free convection) and electromagnetic force were being accounted for in the equation of motion. The electric field potential was introduced for electromagnetic force computing, and the corresponding equation was being solved. The Reichardt model adapted to the rectangular channel was employed to account for the turbulence. The turbulent viscosity was assumed as zero in magnetic field.

Computational and experimental results are being compared within the range of the regime parameters by Reynolds numbers $Re=10\,000-55\,000$, Hartmann numbers $Ha=0-800$, Grashof numbers $Gr_q=0-6\cdot 10^8$. Computational results are in satisfactory agreement with the experimental data in the flow regimes where the effect, associated with instabilities evolution caused by thermo-gravitational convection is absent or relatively small.

Keywords: magneto-hydrodynamics, heat transfer, thermo-gravitational convection, velocity and temperature profiles, heat transfer coefficients, numerical simulation

REFERENCES

1. Velikhov E. P., Kovalchuk M. V., Azizov E. A., Ignatiev V. V., Subbotin S. A., Tsibulskiy V. F. Гибридный термоядерный реактор для производства ядерного горючего с минимальным радиоактивным загрязнением топливного цикла [Hybrid fusion reactor for production of nuclear fuel that minimally pollutes fuel cycle with radioactivity]. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki, seriya Ter-moyadernyi sintez – Problems of atomic science and tech-*

- nology. *Series thermonuclear fusion*, 2014, vol. 37, no. 4, pp. 5–10. In Russ.
2. **ITER** Organization. Annual report 2013. http://www.iter.org/doc/www/content/com/Lists/list_items/Attachments/553/2013_iter_annual_report.pdf
 3. **Wong C. P. C., Salavy J.-F., Kim Y., Kirillov I., Kumar E. Rajendra, Morley N. B.** Overview of liquid metal TBM concepts and programs. *Fusion Engineering Design*, 2008, vol. 83, pp. 850–857.
 4. **Belyaev I.A., Genin L.G., Listratov Ya.I., Melnikov I.A., Sviridov V.G., Sviridov E.V.** Liquid metal heat transfer specific in a tokamak reactor. *Magnetohydrodynamics*, 2013, vol. 49, pp. 177–190.
 5. **Belyaev I.A., Razuvanov N.G., Sviridov V.G., Ivochkin Yu.P., Listratov Ya.I.** Temperature fluctuations in a liquid metal magnetohydrodynamic flow in a horizontal inhomogeneously heated tube. *High Temperatures*, 2015, vol. 53, no. 5. pp. 734–741. <https://doi.org/10.1134/S0018151X15050041>
 6. **Zikanov O., Listratov Ya.I., Sviridov V.G.** Natural convection in horizontal pipe flow with strong transverse magnetic field. *Journal of Fluid Mechanics*, 2013, vol. 720, pp. 486–516.
 7. **Genin L.G., Sviridov V.G.** *Gidrodinamika i teploobmen MGD-techenij v kanalakh* [Hydrodynamics and heat transfer of MHD flows in channels]. Moscow: Publisher MEI, 2001. 199 p. In Russ.
 8. **Branover G.G., Tsinober A.B.** *Magnitnaya gidrodinamika neszhimaemykh sred* [Magnetic hydromechanics of incompressible fluids]. Moscow: Nauka, 1970. 383 p. In Russ.
 9. **Artemov V.I., Yan'kov G.G., Karpov V.E., Makarov M.V.** Numerical simulation of processes of heat-and-mass transfer in items of heat and power equipment. *Thermal Engineering*, 2000, vol. 47, no. 7, pp. 632–640.
 10. **Genin L.G., Listratov Ya.I., Sviridov V.G., Zhilin V.G., Ivochkin Yu.P., Razuvanov N.G.** Eksperimental'nye issledovaniya gidrodinamiki i teploobmena zhidkikh metall-ov v magnitnykh polyakh [MHD heat transfer investigation for a liquid metal flow]. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki, seriya Termoyadernyi sintez – Problems of atomic science and technology. Series thermonuclear fusion*, 2003, no. 4, pp. 35–44. In Russ.
 11. **Poddubnyi I.I., Razuvanov N.G.** Investigation of hydrodynamics and heat transfer at liquid metal downflow in a rectangular duct in a coplanar magnetic field. *Thermal Engineering*, 2016, vol. 63, no. 2, pp. 89–97.