УДК 621.039.6.536.24

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ВЕРТИКАЛЬНОМ КАНАЛЕ В КОМПЛАНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

 Π .В. Костычев 1 , И.И. Поддубный 2 , Н.Ю. Пятницкая 1 , Н.Г. Разуванов 1 , Е.В. Свиридов 1

Выполнены исследования гидродинамики и теплообмена при опускном и подъёмном течениях жидкого металла (ЖМ) в прямоугольном канале с соотношением сторон ~3/1 в компланарном магнитном поле (МП). Задача моделирует течение в теплообменных каналах жидкометаллического экспериментального модуля бланкета термоядерного реактора (ТЯР) типа токамак. Эксперименты проведены на базе ртутного магнитогидродинамического (МГД) стенда. Применялась зондовая методика измерений в потоке. Получены осреднённые профили скорости, температуры и температурных пульсаций потока, температуры стенки канала, выполненных в сечении канала, удалённом от начала обогрева в области однородного МП. МП приводит к подавлению турбулентного переноса, вследствие чего коэффициенты теплоотдачи снижаются и температура стенки возрастает. Но в условиях опускного течения обнаружено значительное влияние встречной термогравитационной конвекции (ТГК), взаимодействие которой с внешним МП приводит в ряде режимов к появлению и развитию вторичных течений. Крупномасштабные вихревые структуры ТГК вызывают появление низкочастотных пульсаций аномально высокой интенсивности. При этом теплоотдача улучшается.

Ключевые слова: теплообмен с жидким металлом в вертикальном канале, гидродинамика жидкого металла, профили скорости потока, термогравитационная конвекция, пульсации температуры.

PECULIARITY OF THE HEAT TRANSFER OF LIQUID METAL DOWNWARD FLOW IN VERTICAL DUCT IN COPLANAR MAGNETIC FIELD

P.V. Kostychev¹, I.I. Poddubnyi², N.Yu. Pyatnickaya¹, N.G. Razuvanov¹, E.V. Sviridov¹

Hydrodynamics and heat transfer at downward and upward flows of liquid metal (LM) in the rectangular channel with the side's ratio 3/1 in coplanar magnetic field (MF) of a tokamak-reactor test blanket module have been studied. The experiments were performed on the base of mercury magnetohydrodynamic close loop. The probe technique was used for measurements in the LM flow. The profiles of flow velocities, averaged temperatures, temperature fluctuations and duct's wall temperatures have been measured in duct's cross-section located far from beginning of wall heating in the zone of the uniform magnetic field. MF suppresses the turbulent transfer decreasing heat transfer coefficient and increasing wall temperature. However, at downward flow a significant influence of the counter thermogravitational convection (TGC) on the flow was discovered. The interaction of TGC with external MF in some flow modes leads to appearance and development of secondary flows. A large-scale vortex's structures of TGC generate low-frequency temperature oscillations of very high intensity and intensify the heat transfer.

Key words: heat transfer with liquid metal in vertical channel, hydrodynamics of liquid metal, flow velocity profiles, thermogravitational convection, temperature oscillations.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-3-68-77

ВВЕДЕНИЕ

В качестве теплоносителя в ряде проектов экспериментальных модулей бланкета международного термоядерного реактора ИТЭР рассматриваются жидкие металлы, главным образом это литий—свинцовая эвтектика РЬ—Li, которая является теплоносителем, а также размножителем нейтронов [1]. В России предложена концепция термоядерного источника нейтронов (ТИН) [2], в которой высокоэнергетические (14 МэВ) нейтроны используются для наработки ядерного топлива для реакторов деления или для снижения активности отработанных твэлов. В данной концепции ЖМ могут использоваться для отведения тепла от бланкета, где размешается делящийся материал.

На протяжении многих лет объединённая группа МЭИ—ОИВТ РАН проводит комплексные экспериментальные исследования и численное моделирование процессов гидродинамики и теплообмена ЖМ в сильных магнитных полях применительно к разрабатываемым термоядерным реакторам типа токамак [3, 4]. Используется экспериментальный комплекс «уникальная научная установка (УНУ) — ртутный МГДстенд» МЭИ—ОИВТ РАН на базе двух жидкометаллических стендов. Оба стенда — ртутные контуры, на которых реализуется течение в обогреваемых каналах в продольном и поперечном магнитных полях.

В одной из последних наших работ [5] рассматривалось опускное течение в трубе и канале прямоугольного сечения с соотношением сторон \sim 3/1. В этих конфигурациях МГД-потока при однородном по

 $^{^1}$ Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», Москва, Россия

²АО «Ордена Ленина Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежаля», Москва, Россия

¹National Research Institute «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, Russia

²JSC «N.A. Dollezhal Research and Development Institute of Power Engineering», Moscow, Russia

длине каналов и неоднородном в сечении (одностороннем) обогреве обнаружен эффект сильного влияния ТГК. Эффект связан с появлением низкочастотных пульсаций температуры высокой интенсивности и проявлялся наиболее сильно в широком диапазоне режимных параметров именно для указанных конфигураций тракта ЖМ теплоносителя. Обнаруженный эффект представляет практический интерес, и его необходимо учитывать, так как он представляет опасность для стенок теплообменных каналов в условиях термоядерного реактора — может вызвать её усталостные разрушения из-за пульсирующих термических напряжений.

В данной работе рассматриваются опускное и подъёмное течения ЖМ (ртути) в канале прямоугольного сечения в компланарном магнитном поле на стенде ОИВТ РАН в сравнении. При этом рассматривается двухсторонний — симметричный обогрев широких сторон канала прямоугольного сечения. Условия течения и теплообмена соответствуют условиям в каналах жидкометаллического модуля бланкета токамака [6].

Оказалось, что и в этом варианте обогрева обнаруживается неожиданная и определяющая роль ТГК в теплообмене жидкого металла в канале.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОПИСАНИЕ СТЕНДА

Исследуемая схема течения ЖМ в полях массовых сил показана на рис. 1. Рассматривается прямоугольный канал с соотношением сторон примерно 3/1, сечением 56×17 мм и толщиной стенки 2,5 мм. Материал стенки канала — нержавеющая сталь 12X18H10T. Течение ЖМ опускное, по направлению ускорения свободного падения \mathbf{g} (как показано на рис. 1), или подъёмное, в компланарном МП (линии магнитной индукции \mathbf{B} направлены вдоль длинной стороны сечения канала).

Участку однородного обогрева ($q_c = q_1(q_2) =$ = const) предшествует необогреваемый участок для гидродинамической стабилизации 30d. Участок МП совмещён с участком обогрева 30d.

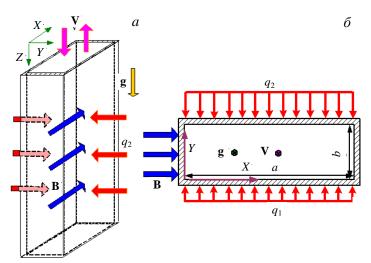


Рис. 1. Исследуемая схема течения в полях массовых сил (a) и в сечении канала (δ)

Вид стенда ОИВТ РАН, где исследуется данная конфигурация потока в канале, и схема установки показаны на рис. 2.

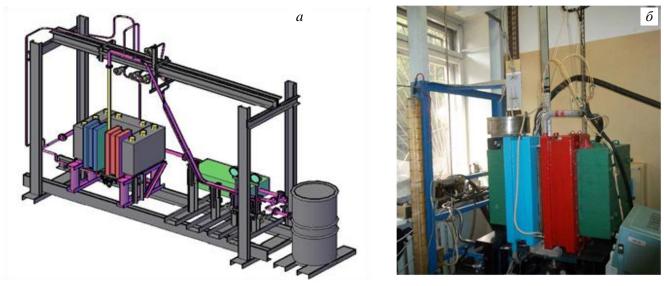


Рис. 2. Схема (a) и вид ртутного МГД-стенда (δ)

Некоторые параметры МГД-стенда:

Линейный масштаб $d=2b$, мм	34
Длина рабочего участка, м	2 (59 <i>d</i>)
Материал рабочего участка	Нержавеющая сталь
Плотность теплового потока $q_c = q_1(q_2)$, кВт/м ²	0—45
Длина обогреваемого участка, м	0,8 (23 <i>d</i>)
Индукция магнитного поля B , Тл	0—1,0
Длина электромагнита (обмоток), м	0,7 (21 <i>d</i>)
Длина однородного магнитного поля, м	0,6 (17 <i>d</i>)

Числа Рейнольдса, Гартмана, Грасгофа, Прандтля, Рэлея и Пекле в экспериментах имели следующие значения: Re = $V_0 d/\nu$ = 5000—55 000; Ha = $B d (1/\rho_e \eta)^{0.5}$ = 0—800; Gr $_q$ = $(g \beta q_c d^4/\lambda \ \nu^2)$ = 0—6·10 8 ; Pr ~ 0,025; Ra = Gr $_q$ Pr = 0—1,5·10 7 ; Pe = RePr = 50—1400.

Здесь V_0 — средняя по сечению скорость; η и ν — динамический и кинематический коэффициенты вязкости; ρ_e — удельное электрическое сопротивление ртути; β — коэффициент объёмного термического расширения; λ — коэффициент теплопроводности ртути.

Исследования проводятся зондовым методом с использованием датчиков скорости и температуры. Измерение поля температур в поперечном сечении канала на расстоянии 21d от входа в зону обогрева, в области однородного МП — на расстоянии 15d выполняется с помощью зонда рычажного типа, расположенного на торце рабочего участка. На конце зонда были установлены одно- и двухтермопарные датчики, состоящие из медно-константановых термопар с размером спая 0,25 мм. Координаты зонда определялись по индикаторам перемещения часового типа с точностью 0,03 мм. Температура стенки трубы измерялась при касании стенки термопарой зонда. Погрешность определения локальной температуры потока микротермопарами зонда оценивается в 0,15 °C.

Для измерений продольного компонента скорости V_z на шарнирном зонде был смонтирован корреляционный датчик, внешний вид которого показан на рис. 3. Он представлял собой две микротермопары, разнесённые на расстояние l=4,33 мм вдоль по потоку. Измерения с помощью корреляционного метода применимы в потоке, где есть температурные неоднородности (турбулентные пульсации температуры). Значение местной скорости потока $V_z = \frac{l}{s}$ определялось по времени пролёта s возмущения температурного поля между термопарами.

Среднее значение s определялось по максимуму кривой взаимно-корреляционной функции (КФ) $R_{AB}(s) = \lim_{t \to \infty} \int_0^t T_1(\tau) T_2(\tau+s) d\tau$ для двух сигналов с микротермопар T_1 и T_2 . Эксперимент на ртутном стенде проводился в автоматическом режиме.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

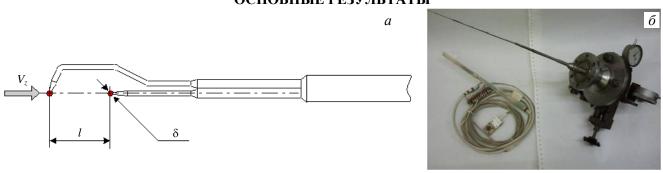


Рис. 3. Шарнирный зонд с микротермопарой (a) и двухтермопарный корреляционный датчик скорости (δ)

Рассмотрим сначала первый случай с режимом опускного течения при равномерном обогреве двух сторон канала $q_1 = q_2 = 20 \text{ кBt/m}^2 \text{ (Gr}_q = 4,6 \cdot 10^8)$.

Внешнее постоянное магнитное поле, как правило, подавляет турбулентность полностью или частично, приводя к ламинаризации течения в канале. При этом критическое число Рейнольдса растёт с ростом числа Гартмана. Для нашего канала соотношением сторон примерно 3/1 в компланарном МП его

можно оценить по соотношению $Re_{\kappa p, Ha}/Ha = 130$ [7]. Например, в случае $Ha \ge 300$ соответственно $Re_{\kappa p, Ha} \ge 39~000$ и в режимах течения $Re < Re_{\kappa p, Ha}$ турбулентность должна быть полностью подавлена и кинематический коэффициент турбулентного переноса количества движения ε_t равен 0.

В канале с проводящими стенками замыкание контуров электрических токов происходит как в тонких пристеночных слоях — по гартмановскому слою, перпендикулярному индукции МП, с относительной толщиной $\delta_{\rm H} \sim {\rm Ha}^{-1}$, так и по стенкам канала [7]. Эффект Гартмана приводит к уплощению профиля скорости в сечении вдоль линии индукции МП по оси X = x/b. В поперечном направлении по оси Y = y/b профиль скорости должен быть близок к ламинарному.

Эти два фактора влияния компланарного МП на структуру потока справедливы без учёта влияния ТГК. Наличие последнего существенно меняет ожидаемую картину течения. Чтобы обнаружить это влияние, необходимы локальные измерения в сечении потока.

В результате подробных зондовых измерений в сечении трубы построены поля осреднённой температуры в виде изотерм. На рис. 4 показаны характерные результаты для двух чисел Гартмана — На = 0 и 500. В магнитном поле изотермы вытягиваются вдоль индукции МП, что объясняется эффектом уплощения профилей скорости и согласуется со сказанным.

На рис. 5 представлены экспериментальные профили осреднённой безразмерной температуры $\Theta = (T - T_*)/(q_c d/\lambda)$ в двух перпендикулярных осевых плоскостях — по оси X и Y. Здесь $T_{\rm w}$ среднемассовая температура жидкости в данном сечении (Z = 21). Профили температуры вдоль оси Xблизки, однородны, учитывая, что на рис. 5, a, δ по оси Х и У они показаны в разном масштабе. Профили безразмерной температуры вдоль короткой стороны канала по оси У сильно неоднородны, что естественно при обогреве длинных сторон канала: минимум температуры в центре канала, максимумы на стенках. Для сравнения на графиках также показаны значения $\Theta_{\rm c} = 1/{\rm Nu}$ для щелевого канала: для развитого турбулентного течения, рассчитанные по формуле Лайона $Nu_T = 10 + 0.025 Pe^{0.8}$; для стаби-

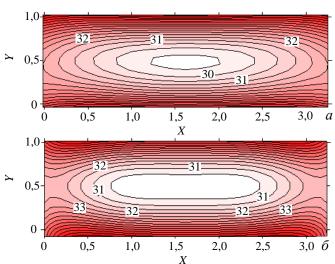


Рис. 4. Изотермы в сечении канала Z=21, Re $=2\cdot10^4$, $q_1/q_2=20/20$ кВт/м 2 (Gr $_q=4,6\cdot10^8$), Ha =0 (a), 500 (δ)

лизированного ламинарного течения $Nu_{\pi}=8,24$ в случае двухстороннего симметричного обогрева [4]. Здесь можно заметить интересный факт: при наличии МП экспериментальные точки слабо расслаиваются по числам Гартмана и располагаются ниже зависимости Nu_{T} .

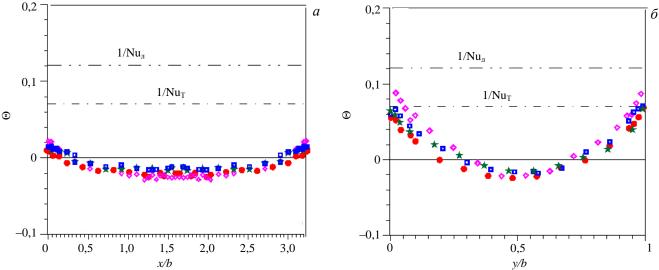


Рис. 5. Профили безразмерной температуры вдоль осей X(Y=0,5) (a) и Y(X=1,6) (b), Re = $2\cdot10^4$, $q_1/q_2 = 20/20$ кВт/м²: Ha = 0 (•), 300 (•), 500 (□), 800 (★)

На рис. 6 это видно более ясно. Здесь на графике показано распределение температуры стенки $T_{\rm c}$ в безразмерной форме $\Theta_{\rm c} = (T_{\rm c} - T_{\rm w})/(q_{\rm c}d/\lambda)$ в виде развёртки по периметру сечения канала. Для сравнения на графиках также показаны значения $\Theta_{\rm c} = 1/{\rm Nu}$ для щелевого канала — ${\rm Nu_T}$ и ${\rm Nu_n}$. Говоря о теплоотдаче, как уже было сказано, удобнее пользоваться именно безразмерной температурой стенки, так как две из четырёх стенок канала являются адиабатичными и понятие локального коэффициента теплоотдачи (числа Нуссельта ${\rm Nu} = 1/\Theta_{\rm c}$) для них лишено смысла.

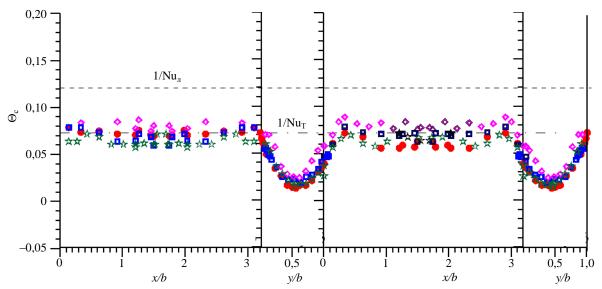


Рис. 6. Распределение безразмерной температуры стенки $\Theta_{\rm c}$ по периметру в сечении канала Z=21, Re = $2\cdot 10^4$, $q_1/q_2=20/20$ кВт/м²: Ha = 0 (•), 300 (♦), 500 (□), 800 (★)

На графике рис. 6 заметна существенная неоднородность в распределении температуры стенки канала, которая связана с наличием адиабатических (коротких) стенок. Без МП теплообмен на уровне турбулентных значений обозначен красными точками. Обнаружен неожиданный и интересный факт в этом режиме, как и в компланарном МП, — температура стенки и коэффициенты теплоотдачи на уровне турбулентных значений. Этот факт в данных условиях эксперимента был нами обнаружен впервые и оказался довольно неожиданным. Казалось бы, при полном подавлении турбулентности с ростом числа Гартмана теплообмен должен быть ламинарным и температура стенки должна вырасти до ламинарных значений. Однако в ряде режимов с соотношением $\operatorname{Gr}_q/\operatorname{Re}^2$ примерно или больше 1 этого не наблюдалось. Причина такого поведения стала ясной, когда мы исследовали структуру пульсационной температуры.

Профили безразмерной интенсивности пульсаций температуры σ в двух осевых плоскостях в сечении представлены на рис. 7. Интенсивность пульсаций σ определялась как квадратный корень от дис-

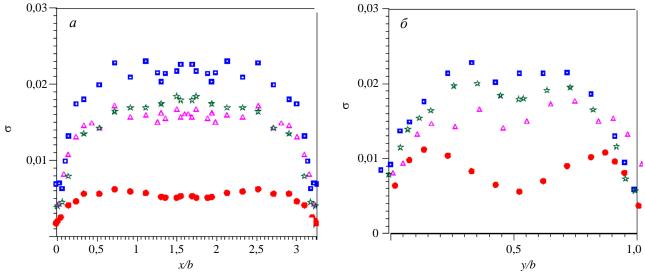


Рис. 7. Профили безразмерной интенсивности пульсаций температуры вдоль осей X(Y = 0.5) (a) и Y(X = 1.6) (б), Re = $2 \cdot 10^4$, $q_1/q_2 = 20/20$ кВт/м²: Ha = 0 (•), 300 (•), 500 (△), 800 (★)

персии — среднеквадратичное отклонение сигнала от среднего по времени. На графиках видно, что интенсивность пульсаций при отсутствии МП (круглые точки) не превышает 0,01 (в условиях эксперимента 1,0 °C). Несмотря на то, что МП приводит к ламинаризации течения, с ростом числа Гартмана мы наблюдаем не снижение, а рост интенсивности пульсаций температуры почти в 2,5 раза.

Существенный рост пульсаций температуры наблюдается во всём рассматриваемом сечении в потоке и на стенке.

На рис. 8 показаны осциллограммы интенсивности температурных пульсаций в центре. В магнитном поле (см. рис. 8, 6, в) наблюдается низкочастотный, почти периодический вид сигнала. Характер пульсаций нетурбулентный. Данное явление объясняется формированием на фоне подавленной турбулентности вторичных крупномасштабных вихрей, вызванных ТГК, с осями, параллельными вектору индукции МП, которые сносятся потоком и, таким образом, вызывают температурные пульсации. Этот эффект, вызывая перемешивание жидкости, приводит к улучшению теплоотдачи так, что компенсирует её снижение вследствие подавления турбулентности магнитным полем.

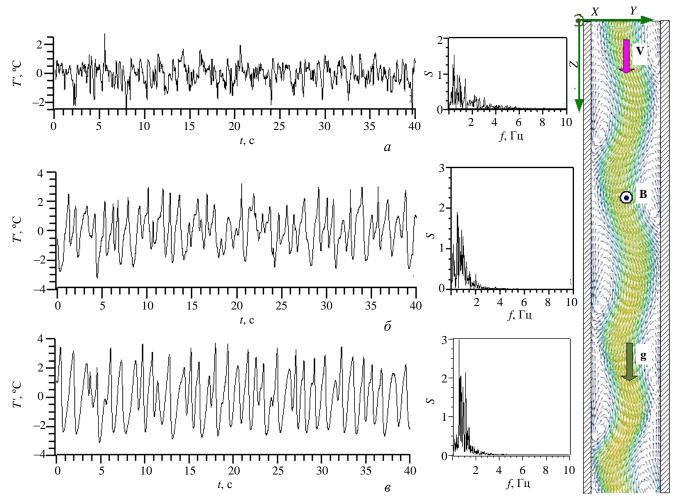


Рис. 8. Осциллограммы и спектры температурных пульсаций в ядре потока ($X=1,6,\ Y=0,2,\ Z=21$) и структура течения в канале в МП, $Re=2\cdot10^4,\ q_1/q_2=20/20\ \text{кВт/м}^2$: $Ha=0\ (a),\ 500\ (\emph{6}),\ 800\ (\emph{6})$

В некоторых режимах обогрева, в частности, при одностороннем обогреве амплитуда пульсаций в МП достигала $15\,^{\circ}$ С, что сравнимо с перепадом температуры по сечению канала. Интенсивность и амплитуда температурных пульсаций в условиях ИТЭР могут быть гораздо выше и по некоторым оценкам достигать $100-200\,^{\circ}$ С.

Обнаруженный в данной конфигурации МГД-теплообмена эффект появления аномально интенсивных пульсаций температуры вместе с значительной неоднородностью температуры стенки по периметру сечения канала в МП представляет опасность для материала стенки теплообменников токамака. Поскольку характер пульсаций низкочастотный, они легко проникают в стенку. Прямые измерения температуры на внутренней и внешней сторонах стенки с помощью заложенных термопар подтверждают этот вывод.

На рис. 8 справа показана мгновенная картина векторного поля скорости в сечении вдоль канала, полученная в результате численного моделирования нестационарной задачи, соответствующей условиям эксперимента. Рассмотренный эффект в ещё более сильной форме проявлялся при обогреве только одной стороны.

В наших экспериментах была определена область режимных параметров, где проявляется эффект, связанный с появлением аномально высоких пульсаций температуры в компланарном МП.

Рассмотрим теперь режим подъёмного течения с теми же режимными параметрами Re = 20~000, $Gr_a = 4,6\cdot10^8$.

Следует признать, что рассматриваемая конфигурация — теплообмен при подъёмном течении жидкого металла — недостаточно изучена как при наличии, так и при отсутствии магнитного поля, хотя последний случай соответствует, например, теплообмену жидкого металла в активной зоне реактора на быстрых нейтронах. Поэтому последующие выводы носят предварительный характер и нуждаются в уточнениях.

Прежде всего подъёмное течение с обогревом — это случай устойчивой стратификации плотности, когда силы плавучести возле обогреваемой стенки направлены вверх — по направлению вынужденного течения.

Профили скорости V при подъёмном течении, отнесённые к средней скорости потока V_0 , в двух перпендикулярных осевых плоскостях по оси X = x/b и Y = y/b показаны на рис. 9. Хорошо видно, что профили заполненные — почти стержневые как в отсутствие МП, так и в компланарном МП. Профили по оси Y выравниваются за счёт влияния ТГК: сила плавучести направлена вверх и ускоряет поток вблизи нагретой стороны канала.

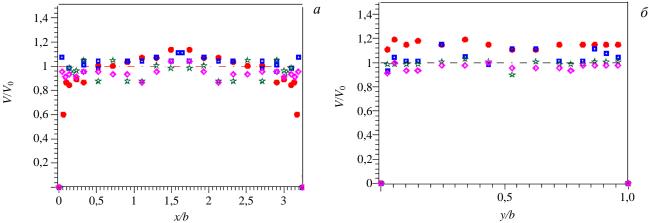


Рис. 9. Профили безразмерной скорости вдоль осей X(Y=0.5) (*a*) и Y(X=1.6) (*б*) в сечении Z=21 подъёмного потока, $Re=2\cdot10^4$, $q_1/q_2=20/20$ кВт/м²: Ha=0 (•), 300 (\$\infty\$), 500 (\$\pi\$), 800 (\$\pi\$)

При этом силы плавучести противодействуют развитию неустойчивостей и турбулентности. Однако в данном случае подъёмного течения мы не наблюдали какого-то существенного подавления турбулентности и снижения коэффициентов теплоотдачи. Об этом свидетельствуют данные, показанные на рис. 10, 11. На этих рисунках точками показана температура в потоке и на стенке при отсутствии маг-

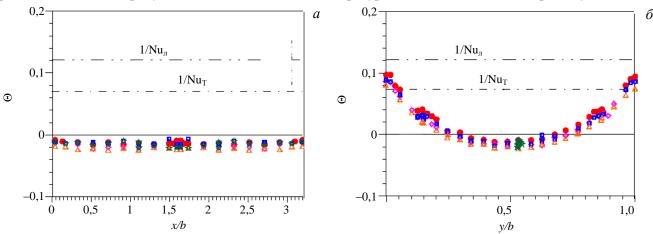


Рис. 10. Профили безразмерной температуры вдоль осей X(Y = 0.5) (*a*) и Y(X = 1.6) (*б*) в подъёмном потоке, Re = $2 \cdot 10^4$, $q_1/q_2 = 20/20$ кВт/м²: Ha = 0 (•), 300 (△), 500 (⋄), 800 (□)

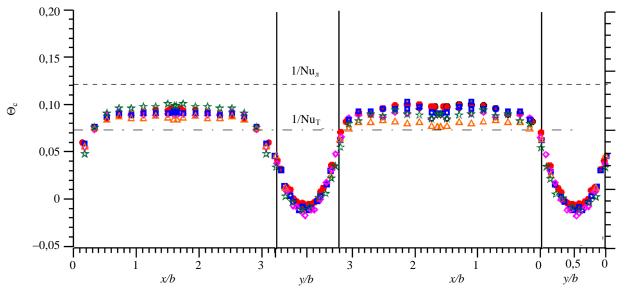


Рис. 11. Распределение безразмерной температуры стенки Θ_c по периметру в сечении канала Z = 21 в подъёмном потоке, $Re = 2 \cdot 10^4$, $q_1/q_2 = 20/20$ кВт/м²: Ha = 0 (•), 120 (△); 300(❖), 500 (■), 800 (❖)

нитного поля (Ha = 0). Как видно, температура обогреваемой стенки располагается между значениями, соответствующими турбулентному и ламинарному теплообмену (в щелевом канале). Однако точки на рис. 5, δ и 6 для случая опускного течения ложатся на закономерность для развитого турбулентного течения Nu_{r} , т.е. по сравнению с опускным течением с обогревом, в случае подъёмного течения с обогревом ТГК приводит к некоторому снижению теплоотдачи.

Наложение МП не оказывает существенного влияния на картину теплообмена: опытные точки почти не расслаиваются по числам На. Воздействие компланарного МП на профиль осреднённой скорости (эффект Гартмана) проявляется только на боковых необогреваемых стенках и почти не влияет на теплоотдачу. Турбулентный перенос подавляется МП, но не значительно, как увидим далее.

Приведённые рассуждения только в первом приближении характеризуют весьма сложную картину МГД-теплообмена в рассматриваемом случае. Анализ данных на рис. 12 и 13 подтверждает, что в потоке сохраняется заметный уровень пульсаций температуры, который снижается при увеличении числа На. При этом существенно меняется характер осциллограмм пульсаций. В сильном МП осциллограммы показывают сохранение фона сравнительно высокочастотных пульсаций с квазипериодом порядка 1 с. На этом фоне могут появляться отдельные интенсивные низкочастотные всплески примерно 1 раз в 25 с, как, например, при значении числа Ha = 500 на рис. 13, δ .

Появление таких всплесков температуры, повидимому, связано с появлением в потоке крупномасштабных вихревых структур, которые формируются в результате отрыва слоя жидкости вблизи обогреваемых стенок. Однако механизм

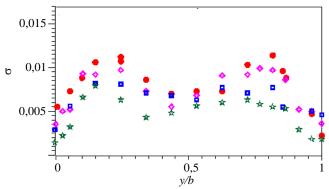


Рис. 12. Профили безразмерной интенсивности пульсаций температуры σ вдоль оси Y(X=1,6) Re = $2\cdot10^4$, $q_1/q_2=20/20$ кВт/м²: На = 0 (•), 300 (•), 500 (•), 800 (*)

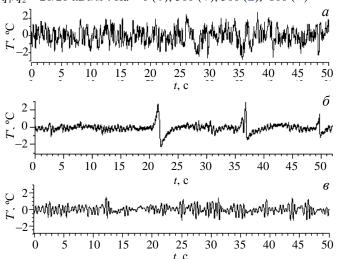


Рис. 13. Осциллограммы температурных пульсаций в ядре потока ($X=1,6,\ Y=0,8,\ Z=21$), Re = $2\cdot 10^4,\ q_1/q_2=20/20\ \text{кВт/м}^2$: На = 0 (a), 500 (δ), 800 (s)

их возникновения иной, не такой, как при опускном течении. По нашему предположению в этих условиях генерируются турбулентные вихри (двумерная турбулентность), ещё не подавленные МП. Это явление хорошо известно и является предметом исследования в работах разных авторов [8].

Для иллюстрации особенностей теплообмена в МГД-канале выбран один режим Рейнольдса, однако интересно, как эти особенности проявляются в области режимных параметров. На рис. 14 показаны зависимости среднего по ширине обогреваемой стенки канала числа Нуссельта от числа Пекле.

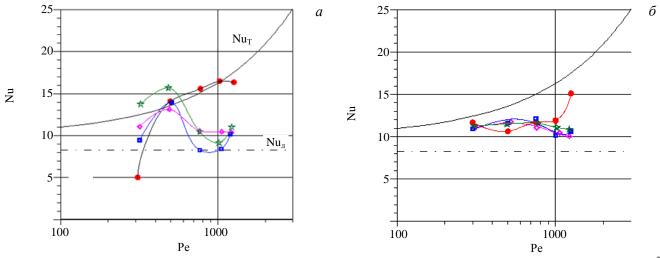


Рис. 14. Средние числа Нуссельта на обогреваемой стенке для опускного (*a*) и подъёмного течения (*б*), $q_1/q_2 = 20/20$ кВ/м²: На = 0(•), 300 (•), 500 (□), 800 (★)

В случае опускного течения поведение коэффициентов теплоотдачи (чисел Нуссельта) неоднозначно. Посмотрим сначала, как ведут себя точки без МП (Ha = 0). При относительно малом числе Рейнольдса (Re = 12 000) теплоотдача хуже ламинарного значения Nu_n . Здесь наблюдается весьма сильное влияние встречной ТГК, которая приводила к формированию возвратных течений вблизи обогреваемых стенок канала, в результате чего температура стенки сильно возрастала. Интересно, что в том же режиме в сильном МП с числами $Ha \ge 300$ возвратных течений не наблюдалось, но зато развивается упомянутый эффект ТГК, связанный с формированием крупномасштабных вихревых структур с осями, параллельными индукции МП. При этом теплоотдача вырастает до турбулентных значений Nu_T и даже несколько выше.

С ростом числа Рейнольдса (Re = 20 000) теплоотдача без МП и в МП на уровне турбулентных значений Nu_{τ} .

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса (Re = 30~000—50~000) числа Нуссельта без МП остаются на уровне турбулентных значений $Nu_{\rm r}$, а в МП снижаются до ламинарных значений $Nu_{\rm r}$. Это означает, что эффект ТГК, который связан с появлением пульсаций аномальной интенсивности, в этой области режимных параметров уменьшается и исчезает. Область чисел Рейнольдса 25 000—30 000 является для данного эффекта ТГК пограничной. Конечно, граница проявления этого эффекта зависит от числа Грасгофа Gr_q . И нами построена карта режимов, где эффект ТГК проявляется.

В отличие от рассмотренного случая опускного течения при подъёмном течении опытные точки ведут себя однозначно: и без магнитного поля, и в МП значения числа Нуссельта оказываются практически на одном уровне (Nu = 10—12), т.е. располагаются между значениями, полученными для ламинарного и турбулентного течений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В исследуемой конфигурации опускного и подъёмного течения ЖМ в канале прямоугольного сечения с соотношением сторон примерно 3/1 в компланарном МП при однородном двустороннем обогреве длинных сторон канала обнаруживается сильное влияние ТГК на осреднённые и пульсационные характеристики теплообмена.

В ряде режимов при опускном течении в условиях встречной ТГК наблюдается МГД-эффект, связанный с возникновением 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. Эти низкочастотные пульсации благодаря теплопроводности легко проникают в стенку и приводят к дополнительным термическим напряжениям. В условиях высоких тепловых нагрузок в ТЯР это явление представляет опасность для тонких стенок теплообменных каналов, где течёт жидкий металл, вследствие усталостных напряжений и может вызвать преждевременное усталостное разрушение материала.

Несмотря на негативный эффект возникновения пульсаций аномальной интенсивности, в компланарном МП при опускном течении этот эффект приводит к улучшению теплообмена и компенсирует снижение теплоотдачи вследствие подавления турбулентности. Напротив, в случае подъёмного течения значение коэффициента теплоотдачи практически неизменно и не зависит от значения магнитного поля.

Работа поддержана грантом РНФ № 14-50-00124.

REFERENCES

- 1. Wong C.P.C., Salavy J.-F., Kim Y., Kirillov I., Rajendra Kumar E., Morley N.B. Overview of liquid metal TBM concepts and programs. Fusion Engineering Design, 2008, vol. 83, pp. 850—857.
- 2. **Kuteev B.V., Khripunov V.I.** Current view on the hybrid fusion reactor. VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2009, issue 1, pp. 3—29 (in Russian).
- 3. **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 tokomak reactor. Magnetohydrodynamics, 2013, vol. 49, pp. 177—190.
- 4. **Genin L.G., Sviridov V.G.** Hydrodynamics and heat transfer of MHD-flows in channels. M.: Pub.house of MEI, 2001. 200 p. (in Russian).
- 5. Poddubnyi I.I., Pyatnitskaya N.Yu., Razuvanov N.G., Sviridov V.G., Sviridov E.V., Leshukov A.Yu., Aleskovskiy K.V., Obukhov D.M. Heat transfer investigation at liquid metal flowing in fusion reactor conditions. VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2015, vol. 38, issue 3, pp. 5—15 (in Russian).
- 6. **Leshukov A.Yu., Danilov I.V., Kapyshev V.K., Kartashev I.A. et al.** Results of calculations and design activities on the lithium-lead test blanket module with ceramic breeder. VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2013, vol. 36, issue 3, pp. 3—25 (in Russian).
- 7. **Branover G.G., Tsinober A.B.** Magnetic hydrodynamics of incompressible media. M.: Nauka (Science), 1970. 379 p. (in Russian).
- 8. **Smolentsev S., Moreau R., Abdou M.** Characterization of key magnetohydrodynamix phenomena in PbLi flow for the US DCLL blanket. Fusion Engineering Design, 2008, vol. 83, pp. 771—783.

AUTHORS

Kostychev P.I. National Research University «Moscow Power Engineering Institute», ul. Krasnokazarmennaya 14, 111250 Moscow, Russia; kostychevpv@yandex.ru

Poddubnyi I.I. Joint Stock Company «N.A. Dollezhal Research and Development Institute of Power Engineering» (JSC «NIKIET»), ul. M. Krasnosel'skaya 2/8, 107140 Moscow, Russia; poddubnyii@nikiet.ru

Pyatnickaya N.Yu. National Research University «Moscow Power Engineering Institute», ul. Krasnokazarmennaya 14, 111250 Moscow, Russia

Razuvanov N.G. National Research University «Moscow Power Engineering Institute», ul. Krasnokazarmennaya 14, 111250 Moscow, Russia; nikita.razuvanov@mail.ru

Sviridov E.V. National Research University «Moscow Power Engineering Institute», ul. Krasnokazarmennaya 14, 111250 Moscow, Russia; evsviridov@gmail.com

Received 30 June 2017 Problems of Atomic Science and Technology Ser. Thermonuclear Fusion, 2017, vol. 40, issue 3, pp. 68—77