

*О. В. Андреев, Ю. Б. Колесников*

## **АНИЗОТРОПИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПЕРЕНОСА ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ТЕЧЕНИИ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ НЕОДНОРОДНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ГРАНИЦ**

Anisotropic heat transfer in a rotating turbulent flow in an axial uniform magnetic field has been studied experimentally. Comparison of heat transfer intensities in the cases when the wall perpendicular to the field is nonconducting or has regions of high conductivity, has been made. It has been shown that wall insertions with high conductivity lead to a 5...6 times intensification of heat transfer. Data of local characteristic measurements have been used in order to provide analysis of the flow structure and the redistribution of velocity and temperature fields for these cases.

**Введение.** При решении ряда проблем, связанных с прикладными вопросами магнитной гидродинамики, возникает необходимость интенсификации в течениях процессов переноса тепла. Одним из эффективных способов такой интенсификации может служить возбуждение в жидкости во внешнем поперечном магнитном поле крупномасштабных двухмерных вихревых структур. Возбуждения таких структур можно достичь двумя методами. Первый метод основан на создании в жидкости сильно неустойчивых сдвиговых потоков в скрещенных электрических и магнитных полях [1...3]. В результате взаимодействия тока, текущего по жидкости, с магнитным полем возникает вихревая электромагнитная сила, которая при определенных условиях распределения электрического поля формирует неоднородное двухмерное течение со свободными сдвиговыми слоями, параллельными магнитному полю. Являясь сильно неустойчивыми, такие течения генерируют двухмерные возмущения, интенсивность которых достигает 25% от средней расходной скорости. Другой метод основан на создании условий перераспределения индуцированных токов в канальных течениях с помощью резкого изменения проводимости стенок, перпендикулярных магнитному полю [4...6]. В результате замыкания индуцированных токов на границах участков с высокой проводимостью и, следовательно, их неоднородного распределения вдоль магнитного поля в области скачка проводимости на стенке образуется составляющая вихревой электромагнитной силы, порождающей завихренность в направлении поля. Появление завихренности в свою очередь приводит к торможению жидкости над электропроводящей областью стенок. Действительно, в экспериментах со ртутью в лотке [6] визуальные наблюдения свободной поверхности показали, что в достаточно сильном магнитном поле движение жидкости над электропроводящей областью стенки отсутствует.

В работе [7] экспериментально подтверждена возможность интенсификации теплопереноса крупномасштабными вихревыми структурами, порождаемыми в потоке участками высокой проводимости, расположенными на изолированной стенке канала, перпендикулярной магнитному полю. В продолжение этой работы ниже приводятся результаты подробных исследований такого течения: формирование полей скоростей и температуры, их пульсационные характеристики, интенсивность и направление теплопереноса.

**1. Экспериментальная установка и методика измерений.** Эксперименты проводили в кольцевом канале прямоугольного сечения высотой  $2a=46$  мм (рис. 1). Наружный радиус канала  $R=60$  мм, а внутренний  $r_0=27,5$  мм. Параллельные магнитному полю боковые стенки канала, изготовленные из меди толщиной 5 мм, выполняли роль электродов, с помощью которых от источника питания через рабочую жидкость

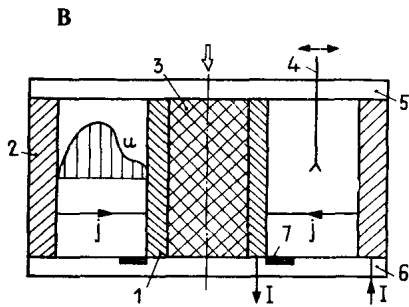


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — внутренний и 2 — внешний электроды, 3 — нагреватель, 4 — датчик, 5 — крышка, 6 — дно, 7 — медные вставки.

Fig. 1. Scheme of experiment. 1 — inner and 2 — outer electrode, 3 — heater, 4 — sensor, 5 — lid, 6 — bottom, 7 — copper insertions.

в радиальном направлении пропускали постоянный электрический ток. Внутренняя стенка канала содержала электрический нагреватель из нихромовой проволоки, питавшийся от источника постоянного тока. Рабочая мощность нагревателя обеспечивала наличие теплового потока через внутреннюю стенку до  $5,9 \text{ кВт/м}^2$ . Внешняя стенка имела канал водяного охлаждения. Температуру этой стенки, равную  $20 \pm 0,1^\circ\text{C}$ , поддерживали постоянной при помощи термостата. Дно и верхняя крышка канала были теплоизолированы. Магнитное поле в канале создавали электромагнитом постоянного тока, расстояние между полюсами которого составляло 150 мм. Эксперименты проводили при значениях индукции магнитного поля  $B=0,64 \dots 1,4 \text{ Тл}$  и электрического тока  $I=5 \dots 30 \text{ А}$ .

В качестве рабочей среды применяли эвтектический сплав  $\text{In—Ga—Sn}$ , имеющий при  $T=20^\circ\text{C}$  плотность  $\rho=6400 \text{ кг/м}^3$ , кинематическую вязкость  $\nu=34 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ , электропроводность  $\sigma=3,46 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ , теплопроводность  $\lambda=39 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$ .

Движение жидкости в канале возникало за счет взаимодействия радиальной составляющей электрического тока с внешним вертикальным однородным магнитным полем. Цилиндрическая геометрия установки и симметричный внешний токоподвод к боковым стенкам канала обеспечивали равномерное распределение плотности радиального электрического тока в канале, а следовательно, и равномерное распределение электромагнитной силы  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  в азимутальном направлении. В таком течении отсутствуют продольный градиент давления вдоль потока, а также концевые эффекты, характерные для каналов, имеющих входной и выходной участки.

Чтобы обеспечить наиболее эффективную с точки зрения интенсификации теплопереноса турбулизацию течения, в дно канала были вмонтированы медные вставки с угловым шагом  $40^\circ$  толщиной 0,8 мм, шириной 5 мм. В первой серии экспериментов вставки имели длину 5 мм и располагались на расстоянии 5 мм от нагретой стенки. Во второй серии экспериментов вставки имели длину 11 мм и располагались длинной стороной вдоль радиуса канала у нагретой стенки (рис. 1).

Измеряли осредненные азимутальную скорость и температуру, интенсивности радиальной составляющей пульсаций скорости и пульсаций температуры. Для измерения скоростных характеристик использовали кондукционный анемометр с четырехэлектродным датчиком. Электроды датчика были изготовлены из медной изолированной проволоки диаметром 0,33 мм. Электрический контакт с жидкостью имели концы электродов, расположенные непосредственно в точке измерения на расстоянии 1,2 мм друг от друга. Корпус датчика сделан из изолированной медной трубки с наружным диаметром 2 мм. Общая длина датчика составляла 23 мм, т. е. точка измерения скорости находилась на полувывоте канала. Датчик анемометра перемещался поперек канала в радиальном направлении (рис. 1). Точность измерительной шкалы специально изготовленной координатной системы 0,1 мм.

Выбор кондукционного метода измерения скорости обусловлен тем, что течение жидкого металла при использованных магнитных полях

в данном эксперименте существенно двумерно, что подтверждается также работами [1...3]. Если определять величину

$$\varepsilon = \left[ (2a)^{-1} \int_{-a}^a (1 - vB/E)^2 dz \right]^{1/2}$$

как среднеквадратичную относительную погрешность измерения скорости кондукционным анемометром в двумерном потоке высотой  $2a$  (здесь  $E$  — напряженность электрического поля в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, измеренная с помощью анемометра,  $B$  — индукция магнитного поля), то оценку величины  $\varepsilon$  истинной скорости движения жидкости можно получить, используя гартмановское решение для профиля скорости (в относительных единицах)

$$v = (2Ba)^{-1} [(Na - \text{th } Na) / (\text{th } Na + \alpha Na)]$$

(где  $\alpha$  — относительная проводимость стенки, перпендикулярная полю) и соответствующее выражение для напряженности электрического поля

$$E = vB [Na / (Na - \text{th } Na)].$$

Для безнапорного течения, возбуждаемого взаимодействием электрического тока с магнитным полем, в случае больших чисел Гартмана  $\varepsilon \sim 1/(2Na)^{1/2}$ . В данном эксперименте погрешность измерений скорости вне пограничных слоев составляла 5%. Заметим, что для течения, создаваемого продольным градиентом давления, в выражении для скорости  $v$  множитель перед скобкой следует заменить на величину

$$- [(1 + \alpha) / (\sigma B^2)] [(\partial p) / (\partial x)].$$

Среднеквадратичная погрешность в этом случае  $\varepsilon_p \sim [\alpha^2 + 1/(2Na)]^{1/2}$ .

Для измерения локальных осредненной температуры жидкости и низкочастотных температурных пульсаций в датчик анемометра вмонтирована термопара, чувствительный элемент которой диаметром 0,3 мм находится на расстоянии 5 мм вдоль линии магнитного поля от точки измерения скорости кондукционным анемометром. Такое расположение чувствительного элемента термопары оправдано, так как поле скорости и поле температуры в потоке при использованных магнитных полях однородны в направлении линий магнитного поля.

При определении числа Нуссельта разность температур между горячей и холодной стенками измеряли с помощью термопар, чувствительные элементы которых помещали в отверстия, расположенные в боковых стенках канала на расстоянии 0,2 мм от их поверхностей, омываемых потоком, и на расстоянии 35 мм от дна. Для улучшения теплового контакта термопар со стенками отверстия заполняли трансформаторным маслом. Термопары изготавливали из медной и константановой проволоки диаметром 0,25 мм.

При обработке экспериментальных данных использовали безразмерные параметры: число Рейнольдса  $Re = (b/v) (B \cdot I / (2\rho a))^{1/2}$  (где  $2a$  — высота канала,  $b = b_0 \ln(R_0/r_0)$  — модифицированная ширина канала,  $b_0$  — расстояние между боковыми стенками канала); модифицированное число Гартмана  $Na = (b/2a) Bb (\sigma/\mu)^{1/2}$ ; параметр  $Rh = Re/Na$  — отношение, определяющее неустойчивость потока; число Нуссельта  $Nu = ab/\lambda$ ,  $\alpha = W/[F(T_h - T_c)/2]$  (где  $W$  — мощность теплового потока через поверхность  $F = 4\pi r_0 a$ ;  $T_h$  и  $T_c$  — температуры нагретой и холодной боковых стенок;  $\lambda$  — теплопроводность жидкости). Осредненные и пульсационные значения скорости обезразмеривали по средней расходной скорости  $V = [BI/(2\rho a)]^{1/2}$ , а значения пульсаций температуры — по  $\Delta T = T_h - T_c$ . Измерение скоростных и температурных характеристик производили по радиусу в средней плоскости между двумя рядом расположенными вставками.

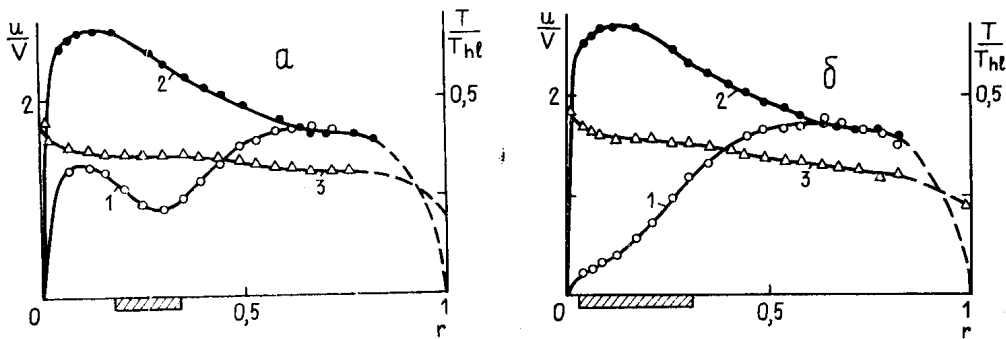


Рис. 2. Профили осредненной скорости при наличии (1) на дне канала коротких вставок и при их отсутствии (2); радиальное распределение температуры при наличии этих вставок (3). Температура нагретой стенки при ламинарном режиме течения  $T_{hl}=28,94^\circ\text{C}$ ,  $Re=28\,200$ ,  $Ha=660$  (а); то же при наличии длинных вставок (б, 1 и 3) и без них (2).

Fig. 2. Mean velocity profiles with (1) short insertions on the vessel bottom and without them (2); 3 — radial temperature distribution with short insertions (a;  $T_{hl}=28.94^\circ\text{C}$ ,  $Re=2.82\times 10^4$ ,  $Ha=660$ ); the same (б, 1 and 3) and without them (2).

**2. Результаты исследований и их обсуждение.** Из представленных на рис. 2,а распределений скоростей видно, что при наличии коротких проводящих вставок в канале формируется неоднородное течение, подобное течению в следе за телом с минимумом скорости за вставкой (кривая 1), тогда как в канале с непроводящим дном формируется течение, подобное течению в гомополярнике с максимумом скорости вблизи нагретой стенки (кривая 2).

Поскольку в сильном магнитном поле перестройка потока наиболее существенна в плоскости, перпендикулярной полю, рассмотрим уравнение для соответствующей составляющей завихренности:

$$(\mathbf{v}\nabla)\omega_z = \nu\Delta\omega_z + B_z\partial j_z/\partial z.$$

Отсюда следует, что даже в вязком течении при возникновении непотенциальной электромагнитной силы порождается составляющая завихренности в направлении магнитного поля.

Условие замыкания электрического тока через проводящую вставку создает на ее границе неоднородное распределение тока вдоль магнитного поля, приводящее к возникновению вихревой составляющей электромагнитной силы  $\text{rot}_z(\mathbf{j}\times\mathbf{B}) = B_z\partial j_z/\partial z$ , которая способствует образованию в этой зоне завихренности потока, ориентированной в направлении поля. В случае, показанном на рис. 2,а (кривая 1), на границах проводящей вставки при  $r=0,18$  и  $r=0,33$  возникают составляющие завихренности разных знаков. В связи с этим профиль скорости такого течения отличается от профиля скорости в канале с изолированным дном (рис. 2,а, кривая 2). В результате возникновения завихренности над проводящими вставками образуются застойные зоны, вытянутые вдоль магнитного поля и обтекаемые потоком жидкости.

Аналогичные механизмы формирования скоростной структуры проявляются и в течении с длинными вставками, расположенными вблизи нагретой стенки, с той лишь разницей, что на границе вставки вблизи нагретой стенки завихренность подавляется и профиль скорости имеет один максимум (рис. 2,б, кривая 1).

Измерения температур по сечению канала с изолированным дном при  $Rh=42,73$  показали, что при  $r=0,05\dots 0,25$  наблюдается значительный градиент температуры, так что температура нагретой стенки снижается лишь на 8% по сравнению со случаем ламинарного течения, а коэффициент теплопереноса, как будет показано ниже, возрастает в

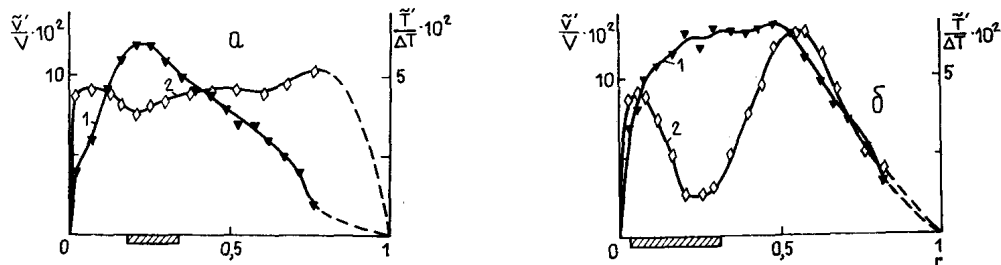


Рис. 3. Радиальные распределения интенсивностей радиальных пульсаций скорости (1) и температуры (2) при наличии коротких (а) и длинных (б) вставок; значения  $T_{н1}$ ,  $Re$  и  $Ha$  те же, что и на рис. 2.

Fig. 3. Radial distributions of radial velocity (1) and temperature (2) pulsation intensities in the presence of short (a) and long (б) insertions;  $Re$  and  $Ha$  being the same as in Fig. 2.

1,25 раза. Незначительное уменьшение температуры нагретой стенки при естественной турбулизации потока объясняется низким уровнем интенсивности (до 3%) и малым пространственным масштабом возмущений, генерируемых в узких зонах на сдвиге скорости вблизи нагретой стенки (рис. 2,а и б, кривые 2). В силу малости пространственного масштаба этих возмущений даже при больших магнитных полях они сохраняются существенно трехмерными и поэтому подвергаются сильной джоулевой диссипации.

Распределения температуры, представленные на рис. 2,а и б (кривые 3), свидетельствуют о том, что температура жидкости по сечению канала как с короткими, так и с длинными вставками существенно не меняется, что объясняется значительной интенсификацией турбулентного перемешивания жидкости практически по всей ширине потока. При этом температура нагретой стенки уменьшается в два раза по сравнению со случаем турбулентного течения в канале с изолированным дном. Такой характер распределения температуры связан с сильной неустойчивостью потока при обтекании застойных зон, образующихся над проводящими вставками, и генерацией возмущений значительной интенсивности. На сдвиге осредненной скорости формируются крупные вихри, занимающие большую часть сечения потока и способствующие выравниванию температуры жидкости по сечению канала.

Показанный на рис. 3,а профиль интенсивностей пульсаций скорости для канала с короткими вставками демонстрирует наличие в канале крупномасштабных вихрей, центры которых, судя по положению максимума интенсивности радиальных пульсаций скорости, находятся на координате  $r \approx 0,25$ . Несимметричный характер распределения интенсивностей пульсаций скорости относительно максимума свидетельствует о влиянии стенки на форму вихрей и их деформацию. О наличии в течении крупномасштабных вихревых структур свидетельствует также распределение интенсивностей пульсаций температуры. Их высокое значение сохраняется практически по всей ширине канала.

Иной характер распределений интенсивностей пульсаций скорости и температуры для канала с длинными вставками демонстрирует рис. 3,б. Так как в этом случае происходит односторонний отрыв вихрей вблизи застойных зон, высокое значение интенсивностей радиальных пульсаций скорости сохраняется до полуширины канала, а профиль интенсивности пульсаций температуры имеет выраженный М-образный вид.

Заметим, что приведенные профили интенсивностей пульсаций температуры, подобные профилям интенсивностей пульсаций азимутальной составляющей скорости, а также границы профиля интенсивностей

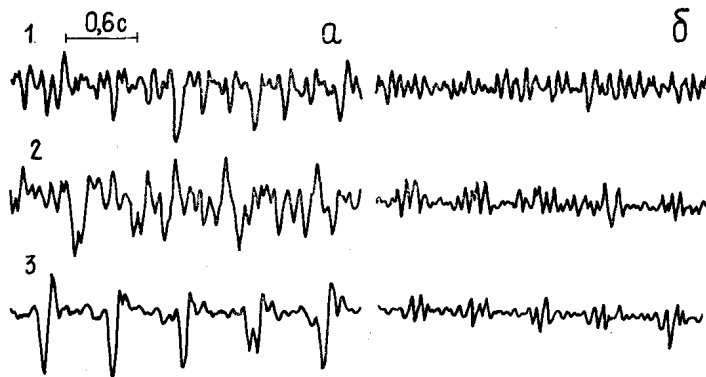


Рис. 4. Осциллограммы радиальных пульсаций скорости при наличии длинных вставок. 1 —  $\bar{v}'/V=0,12$ ,  $r=0,15$ ; 2 —  $\bar{v}'/V=0,13$ ,  $r=0,24$ ; 3 —  $\bar{v}'/V=0,13$ ,  $r=0,42$ . а — без ограничений по частоте. б — при наличии частотных составляющих свыше 10 Гц.

Fig. 4. Oscillograms of radial pulsations of velocity at  $r=0.15$  (1), 0.24 (2), 0.42 (3). а — without restrictions with respect to the frequency, б — oscillograms in the frequency range of  $f \geq 10$  Hz.

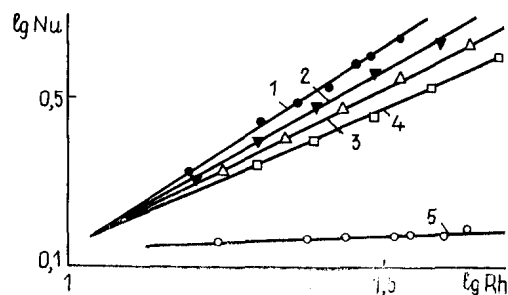
радиальных пульсаций скорости позволяют с достаточной степенью достоверности судить о поперечном размере вихрей. Отсюда следует, что внешние границы вихрей в радиальном направлении лежат при  $r=0,05 \dots (0,6 \dots 0,8)$  для двух рассматриваемых случаев. Наблюдения свободной поверхности течения при снятой верхней крышке подтверждают этот вывод.

Из примера осциллограмм радиальных пульсаций скорости, представленного на рис. 4 для течения в канале с длинными вставками, следует, что основная энергия пульсационного движения сосредоточена в вихрях крупного масштаба. При этом вблизи нагретой стенки на расстоянии  $r=0,15$  вклад в спектр частот высокочастотных пульсаций скорости больше, чем на двух других расстояниях. Аппаратурное исключение диапазона низкочастотной части пульсаций скорости (осциллограммы справа) позволило определить интервал частот, соответствующий крупномасштабным вихрям. Их частотный диапазон находится в интервале  $\Delta f=0 \dots 10$  Гц.

Наличие в потоке крупномасштабных двумерных вихревых структур должно приводить к значительному возрастанию оттока тепла от нагретой стенки и росту коэффициентов теплопереноса по сечению потока. На рис. 5 для сравнения приведены данные для течений в канале с проводящими вставками и в канале без вставок. Видно, что

Рис. 5. Зависимости числа Нуссельта от значений параметра Rh при наличии как коротких, так и длинных вставок при  $Ha=660$  (1), 565 (2), 471 (3) и 396 (4), а также и при отсутствии вставок и  $Ha=660$  (5).

Fig. 5. Dependences of the Nusselt number on the parameter Rh at both short and long insertions when  $Ha=660$  (1), 565 (2), 471 (3) and 396 (4), and without insertions at  $Ha=660$  (5).



эти два случая существенно различаются. В исследуемом диапазоне чисел Гартмана, если в течении возбуждаются крупномасштабные вихревые структуры, число Нуссельта при больших значениях  $Ha$  возрастает в несколько раз (прямые 1...4) по сравнению с случаем отсутствия вихревых структур (прямая 5). Большому значению магнитного поля соответствует большее значение угла наклона прямых. Заметим, что зависимость числа Нуссельта от параметра  $Rh$  имеет степенной характер для различных значений чисел Гартмана. В диапазоне значений параметра  $Rh=12,6...42,73$  эти зависимости можно представить в виде  $Nu \sim Rh^n$ , где показатель степени  $n$  зависит от  $Ha$ . В случае вихревого течения все линии пересекаются в точке  $Rh = Rh_{кр} = 12,6$ , в которой  $Nu = 1,5$ . В ламинарном течении ( $Rh < 12,6$ ) число Нуссельта сохраняет значение, равное 1,2.

Исследования границы устойчивости течений для обоих типов вставок показали, что при значении параметра  $Rh = 12,6$  течение при обтекании застойных зон теряет устойчивость и при  $Rh > 12,6$  развиваются вихревые возмущения значительной интенсивности (см. рис. 3,а и б).

Существование единственного значения  $Rh_{кр}$  для различных чисел  $Ha$  подтверждает, что параметр  $Rh$  является определяющим при получении границы устойчивости для данного типа течений.

На основании рис. 5 также можно сделать вывод, что при фиксированных значениях  $Rh > Rh_{кр}$  с ростом значений чисел  $Ha$  передача энергии от осредненного движения в вихревое преобладает над эффектом трения двумерных вихрей на стенках, перпендикулярных полю. В результате поперечный масштаб вихревых возмущений возрастает и при фиксированных числах  $Ha$  устанавливается равновесное состояние между притоком энергии в вихревое движение и ее диссипацией вихрями на стенках, перпендикулярных полю. Увеличение поперечного масштаба возмущений с ростом магнитного поля и обеспечивает возрастание коэффициентов теплопереноса. На этом основании число Нуссельта, рассчитанное с учетом температуры холодной стенки, при  $Rh = 42,73$  и  $Ha = 660$  равно 5, а число Нуссельта, рассчитанное по температуре ядра потока на координате  $r = 0,5$  (рис. 2,а и б), становится равным 7,8. В случае канала с непроводящим дном при  $Ha = 660$ , так как теплоперенос осуществляется мелкомасштабными вихрями, зависимость  $Nu = Nu(Rh)$  в широком диапазоне параметра  $Rh$  меняется незначительно (прямая 5) и при  $Rh = 42,73$  число Нуссельта достигает значения лишь 1,5.

**Выводы.** Возбуждение в потоке крупномасштабных вихревых структур, ориентированных вдоль магнитного поля, позволяет интенсифицировать процесс теплопереноса в 5...6 раз. Поля температур становятся однородными практически по всему сечению потока несмотря на неоднородное распределение поля скорости.

Оценки показывают, что энергетические затраты при этом в 5...6 раз ниже затрат, необходимых для получения скоростей, обеспечивающих такую же интенсивность теплопереноса в изолированном канале.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесников Ю. Б., Поляков Н. Н. Экспериментальное исследование осесимметричного сдвигового вращающегося течения в осевом однородном магнитном поле. Осредненное течение и интенсивность пульсаций скорости // Магнит. гидродинамика. — 1983. — № 3. — С. 83...89.
2. Колесников Ю. Б. Экспериментальное исследование неустойчивости плоскопараллельного сдвигового течения в магнитном поле // Магнит. гидродинамика. — 1985. — № 1. — С. 60...66.

3. *Kljukin A. A., Kolesnikov Yu. B.* MHD instabilities and turbulence in liquid metal shear flow // Proc. IUTAM Simpos.: Liquid metal MHD. — Riga, 1988. Liquid Metal Magnetohydrodynamics, Kluwer Academic Publishers, the Netherlands, 1989. — P. 449...454.

4. *Колесников Ю. Б., Цинобер А. Б.* Магнитогидродинамическое течение в области скачка проводимости на стенке // Магнит. гидродинамика. — 1972. — № 1. — С. 70...74.

5. *Колесников Ю. Б.* Двухмерное турбулентное течение в канале с неоднородной электропроводностью стенок // Магнит. гидродинамика. — 1972. — № 3. — С. 32...36.

6. *Alpher R. A., Hurwitz H., Johnson R. H., White D. R.* Some studies of free-surface mercury magnetohydrodynamics // Rev. Mod. Phys. — 1960. — Vol. 32, N 4. — P. 758...769.

7. *Andreev O. V., Kolesnikov Yu. B.* Heat transfer intensification in liquid metal flows using vortices // Abstr. Intern. Conf.: MHD processes to protection of environment. — Kiev; Odessa, 1992. — P. 241.

Поступила в редакцию 17.05.93